

# MÜLLER-POUILLE

# LEHRBUCH DER P

UND

# METEOROLOGIE

VIERTER BAND · ERSTE ABTEIL

FÜNFTES BUCH

**MAGNETISMUS UND ELEKTRI**

# MÜLLER-POUILL

# LEHRBUCH DER

UND

# METEOROLOG

ZEHNTE UMGEARBEITETE UND VERMEI

HERAUSGEGEBEN VON

LEOP. PFAUNDLE

PROFESSOR DER PHYSIK AN DER UNIVERSI

UNTER MITWIRKUNG VON

PROF. DR. O. LUMMER-BRESLAU (OPTIK U. STRAHLENDE WÄ
LEIPZIG (MOLEKULARPHYSIK), PROF. DR. A. WASSMUT
UND WÄRMELEITUNG), HOFRAT PROF. DR. J. HANN-WIEN (
W. KAUFMANN-KÖNIGSBERG (ELEKTRIZITÄTSLEHRE), PROF.
(ELEKTROCHEMIE), DR. A. NIPPOLDT-POTSDAM (ERDMAGNE

IN VIER BÄNDEN

MIT ÜBER 3000 ABBILDUNGEN UND TAFE
IN FARBENDRUCK

## VORWORT ZUR ZEHNTEN AU

Die neunte Auflage des Bandes „Magnetismus
dieses Werkes erschien im Jahre 1888; der Band
noch ehe die Hertzschen Entdeckungen zeigten, daß
Theorie, die bis dahin in Deutschland wenigstens nu
matische Bedeutung gehabt hatte, berufen war, a
Fundament unserer Anschauungen zu dienen. Die sei
20 Jahre haben eine Fülle von Entdeckungen auf el
gezeitigt und als Folgeerscheinung eine neue U
schauungen, durch welche die Maxwellsche Theo
Stofftheorien gewissermaßen miteinander verschmol
allen diesen Dingen enthielt die alte Auflage noch
sie stand noch ganz auf dem Boden der historisc
theorie. Als daher Verfasser durch Herrn Hofrat P
ehrenvollen Aufgabe betraut wurde, die zehnte Auf
zu bearbeiten, mußte er von vornherein eine bloße
zwecklos betrachten· nur eine völlige Neubearbeit

eingefügte, aber nur für einen kleineren
speziellere Betrachtungen.

Wo Namen genannt wurden, ist p
Zitat gegeben, soweit es dem Verfass
mitteln.

Bezüglich der zitierten Bezugsquell
Nennung einer bestimmten Firma nicht
betreffenden Apparate nicht auch ander
zu haben sind.

Die im Text beschriebenen Demonst
als logische Grundlage der darauffolgend
nahmslos vom Verfasser selbst in der
worden. Die zugehörigen Abbildunger
Aufnahmen der wirklichen Versuchsano
kann also durchaus sicher sein, daß die
meist äußerst einfachen Instrumentari
sind.

Einer besonderen Bemerkung bed
führungen: Der Tradition des Werkes
vielleicht nicht mehr dem zukünftigen
bildung entsprechend, sollte die Anwend
Analysis vermieden werden. Gleichwoh
höheren Analysis bei einer Besprechung
schauungen nicht wohl umgangen werd
Kompromiß, bei dem vielleicht manche
Leser zunächst etwas bange und man
behaglich zu Mute werden wird. Verfa
einarbeiten, die anderen die Übertragun

Orientierung über das noch Fehlende diene da
folgenden Kapitel des Bandes:

VIII. Elektromagnetismus und Elektrodyna

IX. Zeitlich veränderliche Ströme, Induk

X. Erzeugung und Fortleitung elektris
betrieb.

XI. Wechselstrom, Drehstrom, elektrische
lose Telegraphie.

XII. Elektrische Leitung in Gasen.

XIII. Elektronentheorie der festen Körper, Me
elektrizität, Halleffekt usw.).

XIV. Radioaktivität.

XV. Erdmagnetismus.

XVI. Erdelektrizität.

Königsberg i. Pr., Februar 1909.

# INHALTSVERZEICHNIS ZU

(ERSTE ABTE

## Fünftes B

# Magnetismus und

Erstes Kapi

### Grundtatsachen des Magnetismus und seine Folg

Inhaltsverzeichnis zum vierten Band

Zweites Kapitel.

## Theorie des magnetischen Kraftflu

Viertes Kapi

## Theorie des elektris

Sechstes Kapitel.

## Elektromagnetische Maßeinheiten. Gesetze Kirchhoff und Joule.

Fünftes Buch.

# Magnetismus und Elek

## Erstes Kapitel.

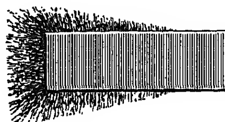
## Grundtatsachen des Magnetismus; das Gesetz und seine Folgerun

**§ 1. Anziehung des Eisens durch Magne** schiedenen Eisenerzen gibt es eines, welches nach der zusammengesetzt ist und als Magneteisenstein bez Stücke dieses Erzes haben die Fähigkeit, Eisenfeilicht stücke, wie Nägel, Drahtstifte u. dgl. anzuziehen und Eigenschaften zeigt auch das als Magnetkies bezeic Zusammensetzung $6\,FeS + Fe_2S_3$.

Die genannte Erscheinung war schon im Altert nannte solche Steine „Magnete" nach ihrem Fundort Magnesia.

stab bleiben die Eisenspäne haupt
(Fig. 1), während sie in der Mitte al

F

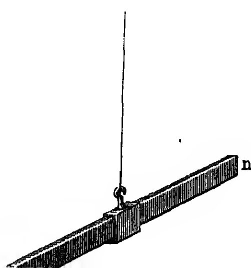


an denen die Wirkung auf das Eis
„Pole" (eine schärfere Definition
werden), den mittleren Teil *mm'*, a
nennt man die indifferente Zone.

Die Anziehung zwischen Magn
man einen Magnet beweglich aufhä
näherten Eisenstück angezogen.

**§ 2. Verschiedenheit der P**
beiden Pole eines natürlichen oder kü
Beschaffenheit. Hängt man einen
hülse an einem langen dünnen Fade

Fig. 2.



die die Einstellung bewirkt, und die weiter unten noch nä
ist, bewirkt also nur eine Drehung, dagegen keine Verschiel

Hat man auf diese Weise an zwei Magneten die P
bezeichnet (etwa durch verschiedene Färbung oder durch
ende aufgeklebtes Papierfähnchen), so läßt sich eine we
schiedenheit in ihrem Verhalten auf folgende Weise zeigen

Nähert man den Nordpol eines Magneten dem Nor
beweglich aufgehängten Magneten, so wird dieser abgestoß
dem Südpol, so wird dieser angezogen. Macht man den V
pol des festgehaltenen Magneten, so sind die Erscheinung
Südpol des beweglichen Magneten wird abgestoßen, der N
Man kann das Ergebnis der vier Versuche in die Regel z

Gleichartige Pole stoßen sich ab, ungleic
sich an.

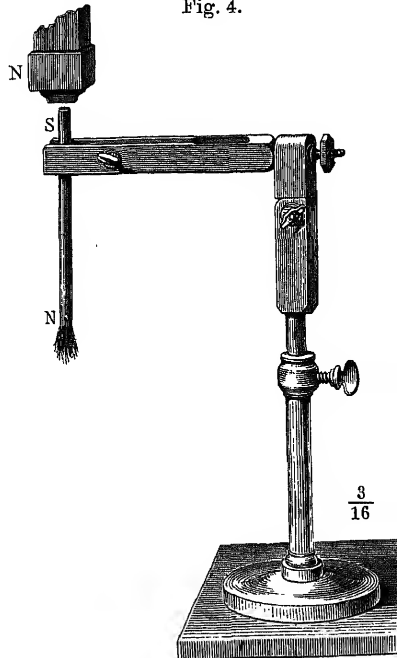
Bemerkung: Die Worte „Abstoßung" und „An
nichts weiter als eine kurze Umschreibung der Tatsache, d
unter dem Einfluß eines anderen in bestimmter, durch di
gesetzter Richtung in Bewegung setzt, bzw. daß eine b
mechanische Kraft nötig ist, um die Bewegung zu verh
inneren Mechanismus des Vorganges ist damit nichts gesagt
etwa, daß die Magnete wirklich unvermittelt in die Ferne a
Die Vorstellungen von dem Mechanismus der Erscheinunge
erörtert werden; zunächst müssen wir eine Reihe von Gese
erfahrungsmäßig auffinden.

**§ 3. Magnetisierung durch Influenz.** Man befest
ausgeglühten weichen Eisens in einem hölzernen Stativ (F
das untere Ende in eine Schale mit Eisenfeilicht, während
Ende eines kräftigen Stabmagneten nähert. Entfernt m
bleibt an dem unteren Ende des Eisenstabes ein Bart

so kehren alle einzelnen Stäbe den
unten. Auf diesem Prinzip beruht a
Eisenfeile (Fig. 1 und 4).

Die Influenzwirkung findet nic
in Stahl statt, wenn auch in schwä

Fig. 4.




## § 4. Permanente Magnete.

gestellten Versuch mit einem fri

bezeichnet man deshalb als die Koerzitivkraft des
= Zusammenhalten).

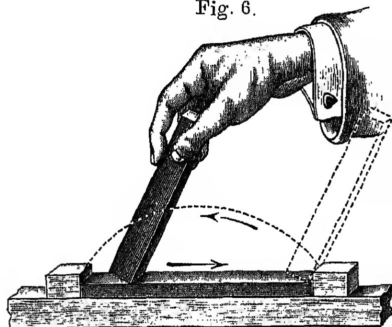
Sowohl Remanenz wie Koerzitivkraft steigen mit
und verschwinden mehr oder minder vollständig wied
Stahl „anläßt", d. h. stark erwärmt. Bei Erhitzung
mählicher Abkühlung verschwinden beide fast völlig.

Die Anweisung, den eingangs dieses Paragraphen b
mit einem frisch gehärteten Stabe auszuführen, hat ihr
fast jeder ältere harte Stahlstab entweder von früheren
aber durch bloßes längeres Liegen im magnetischen Erdf
magnetisch ist.

Erschütterungen vermindern die Remanenz
beiden Richtungen; wenn man bei Ausführung des V
influenzierten Stab während der Einwirkung stark klo
deutend stärkeren Magnetismus an. Andererseits verm
nente Magnetismus, wenn man nach Entfernung des i
neten den Stab klopft. Es sieht so aus, als ob sich
dem unmagnetischen in den magnetischen Zustand und
Reibung entgegensetze, deren Überwindung ebenso v
lichen mechanischen Reibung durch Klopfen erleichtert
es deshalb nach Möglichkeit, Magnete, auf deren Erhaltu
zu erschüttern.

**§ 5. Einfluß der Temperatur auf den Magnet**
hitzung auf Rotglühhitze der remanente Magnetism
schwindet, und der durch das Glühen weich geworde

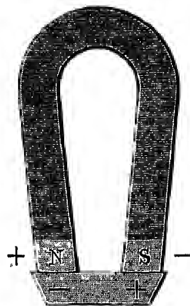
bemerkt haben wird, die Wirkung
Entfernung abnehmen, so ist e


Fig. 6.

Stabes, worauf man ihn in weite
(Fig. 6). Diese Operation wiederhol
ist es ratsam, alle vier Seiten zu bes

Einfacher und wirkungsvolle
kleinerer Stäbe und Nadeln geeig
„Elektromagnetismus" (s. Kap. „
fach den Stab mit vielen Wind
ihn in das Innere einer fertig ge
Sekunden einen kräftigen elektri

Künstliches Altern der M
hergestellten Magneten nimmt mit
durch unvermeidliche Erschütterung
bekannter Natur. Man kann diese
einen konstante
nach sehr lange
Magnet vor der
100° erhitzt un
mal etwa fünf
solche Behandlu
von Anfang an

Fig. 7.



Anker: I
die im Innern
aus, die den v
sucht. Man kan
der Enden verrin
nicht gebraucht

[1]) V. Strouhal und C. Barus, V

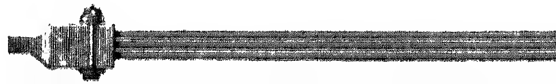
seine Pole verbindenden Stück weichen Eisens versieh förmigen Magneten ist die entmagnetisierende Wirkun gering, da die Wirkungen der nahe beisammen gelegenen Pole sich teilweise kompensieren; der Anker besteht einfach aus einem kurzen geraden Eisenstück (Fig. 7). Bei Stabmagneten legt man zwei gleiche Stäbe mit entgegengesetzten Polen nebeneinander und vor jedes Ende einen Anker *ab* und *cd* (Fig. 8).

Es empfiehlt sich schon, bei der Herstellung den Anker vorzulegen, da die Gegenwirkung der Enden natürlich auch während des Magnetisierens hinderlich ist. Bei der Herstellung durch Streichen bewegt man in diesem Falle den erregenden Magneten, ohne ihn abzuheben, im geschlossenen Kreise herum. Die Wirkung des Ankers erklärt sich leicht aus der Entstehung von influenziertem Magnetismus im Anker, dessen Pole (s. Fig. 8) denen des Magneten selbst entgegengesetzt sind und deren Wirkung teilweise aufheben.

Die vielfach verbreitete Meinung, man könne einen mähliches Anhängen immer grösserer Gewichte an den gänzlich grundlos und widerspricht dem Gesetz der wie aus den Ausführungen des § 47 über die „magn weiteres hervorgeht.

**Magnetische Magazine oder Lamellenmagn** mehreren Einzelstäben zusammengesetzte größere Mag

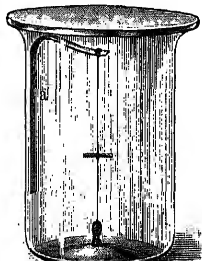
Fig. 9.



nämlich ein Stück Eisen, das etwa dem
wird, so wird das Eisen selbst durch I
seitens des influenzierenden Magneten ein
zierten Südpols, eine Abstoßung des influ
Anziehung wegen der geringeren Entfern
wiegt. Die Gesamtwirkung ist also eine
der Anziehung eines anfangs unmagnetis
die Wirkung auf ein Stück gehärteten S
kraft sich schwieriger influenzieren läßt
großes Stück Eisen, eine Folgerung, die
stätigen läßt.

**§ 8. Magnetische Kraft; magne**
Versuchen mit länglich geformten Stabm
der Nähe der Enden (Pole) genügend dur
oder Abstoßung seitens des betreffenden
mehr, wenn wir an beliebigen Stellen
stalteten Magneten die Wirkung besch
für jeden einzelnen Punkt seiner Um
angeben, etwa dadurch, daß wir die Ri

Fig. 10.



drehbar aufgehän
genannte Magn
stellt. Die Richtu
als die Richtung
dem betreffenden
fest, daß wir als
wählen, nach der
hinweist.

Eine einfach
tion einer Pro

Da eine bewegliche Magnetnadel auch bei Ab
anderen Magneten sich in eine bestimmte Richtung,
richtung einstellt, so müssen wir unsere Erde
betrachten, dessen Feldrichtung von Süden nach
wir nun einen Stahlmagneten aus größerer Entf
beweglichen Nadel, so beobachten wir eine anfan
sam, dann immer rascher zunehmende Ablenkung d
aus der Richtung des Erdfeldes heraus. Es wer
(Fig. 11) der Magnetstab $NS$ von Westen her mit d
pol voran der Nadel $ns$ genähert, dann dreht sich d
allmählich so, daß ihr Nordpol nach Westen abweic
tung $n's'$) und bei genügend großer Annäherung s
fast genau nach Westen zeigt. Nun ist aus Sy
gründen ohne weiteres klar, daß das Feld des Stab
in der Verlängerung seiner Achse nur parallel z
liegen kann, daß also die schiefe Einstellung der Nad
die Richtung des Stabfeldes darstellt; wäre das wohl
dann müßten ja, wenn man den Stab um 180° u
Längsachse dreht, also so, daß seine Unterseite na
kommt, die Stellung der Nadel von $n's'$ in $n''s''$ üb
In Wirklichkeit wird man dagegen bei einer solchen
überhaupt keine Änderung der Nadelstellung bemerk
schließen vielmehr, daß sich die Nadel in eine mittl
lung zwischen der Richtung $sn$ des Erdfeldes und d
tung $SN$ des Stabfeldes eingestellt hat, daß also di
Felder sich zu einem einzigen „resultierenden Fe
einigt haben. Erst wenn die Entfernung so klein g
ist, daß das Stabfeld sehr stark im Vergleich zu de
wir die Richtung der Nadel praktisch als identisch
Stabfeldes ansehen.

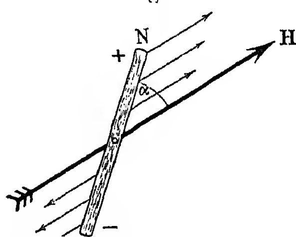
ihrer Punkte mit der Richtung der dort
zusammenfällt. Denken wir uns ferner
viele Ausgangspunkte $A'$, $A''$ usw. des Ma
eine Schar von den ganzen Raum ausfülle
schaulicher Weise die Richtung der Kraft a
deshalb als „magnetische Kraftlinien"
Richtung der Kraftlinie wird die im vorige
Kraftrichtung bezeichnet, also diejenige
(Nord-) Ende der Probenadel hinweist. D
des Stabmagneten die Wirkung sich als e
eine Anziehung des ungleichnamigen En
ergibt sich, daß die positive Richtung der K
stets nach außen, am Südende stets nach
Bezeichnungsweise des Nordendes als pos
Ende kann man also sagen:

Aus dem positiven Ende des M
negative Ende münden Kraftlinien.

Unser früheres Anziehungs- und A
auch folgendermaßen ausdrücken:

Das Nordende (+ Ende) eines b
sich in Richtung der an seinem Ort
Kraft, das
entgegen d

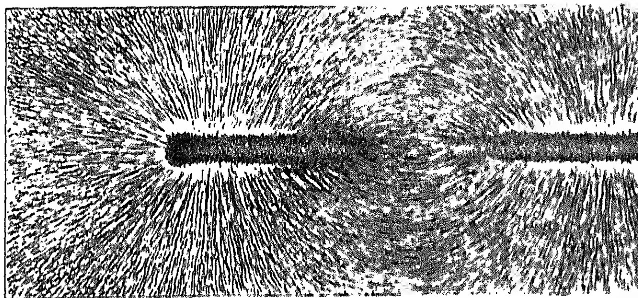
Fig. 13.




Hieraus
Probenadel f
anfangs eine
$H$ (Fig. 13)
Kräfte parall
gegengesetzt
Zusammenwi

Das Zustandekommen der sichtbaren Kraftlinien hat
zustellen: Jedes Eisenteilchen wird durch Influenz mag
sich möglichst so, daß sein größter Durchmesser in die
die Teilchen ziehen sich aber außerdem gegenseitig an
indem sich ihre entgegengesetzten Pole aneinander leg
Papier gerichtete leise Schlag erleichtert die Überwindung
Um die Bilder zu fixieren, besprengt man sie mittel
mit Schellacklösung: Photographische Bilder zur Proje
am besten folgendermaßen. Man stelle das Feilspanbild

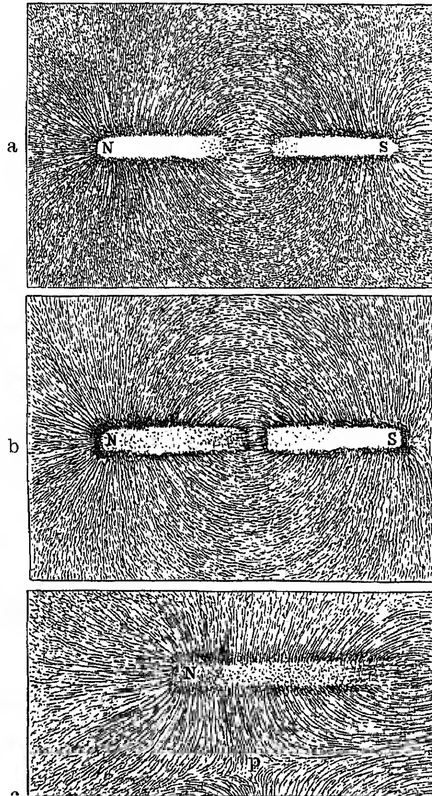
Fig. 14.



Glimmerblatt her, hebe dieses vorsichtig vom Magneten
der Dunkelkammer auf eine Diapositivplatte, die man mitt
aus 1 m Entfernung etwa eine Minute lang belichtet.
spanbilder der folgenden Paragraphen sind auf diesem
Direkte Erzeugung des Feilspanbildes auf der photo
empfiehlt sich weniger, weil man bei dem schwachen Li
kammer nicht ordentlich sehen kann, ob die Figur gut g
Die folgenden Fig. 15 a bis d (s. f. S.) stellen eine Rei
bildern stabförmiger Magnete dar; die Lage der Pole ist

die sie in ihre Ruhelage zurückzieht, so
Maß für die magnetische Kraft abl

Fig. 15a



Methode zuerst vor, um mittels einer mitgenommenen Pr
des Erdmagnetismus an verschiedenen Orten der Erde z
Al. v. Humboldt wandte sie dann auf seinen Reisen an.

Die Schwingungen der Magnetnadel folgen denselben
Pendelschwingungen (s. Bd. I, § 56); nur ist hier der Ma
Schwere die Ursache der Schwingungen. Wir haben dort
die Schwingungszeiten eines Pendels an verschiedenen Pun
gekehrt, oder die Schwingungszahlen direkt wie die Wurzel
beschleunigung verhalten, daß also die Quadrate der
der Intensität der Schwerkraft proportional sind. Sin
Werte der magnetischen Feldstärke an zwei Punkten des
die Schwingungszahlen der Probenadel, so definieren wir

$$H_1/H_2 = n_1^2/n_2^2.$$

Eine Ausmessung möglichst vieler Punkte des Felde
selben Probenadel gibt uns also ein Bild von der relati
Feldstärke.

Über ein von den Eigenschaften der willkürlich ge
freies „absolutes" Maß der Feldstärke s. w. u. § 25.

Mit der Stärke des Erdfeldes läßt sich das Feld de
weiteres vergleichen, wenn man die Probenadel einmal
dann im Felde des Magneten schwingen läßt. Sind die
dem stärksten zu messenden Felde unbequem schnell, so k
Anbringen geeigneter Gewichte (aufgeklebte Wachsklümpch
der Nadel verlangsamen.

## § 12. Coulombsches Gesetz in erster Fassung.

an möglichst zahlreichen Punkten der Kraftlinien noch d
netischen Kraft angegeben, so ist damit alles bestimm
die Wirkung der das Feld erzeugenden Magnete auf ein
haupt angeben kann; die Wirkung an jedem Punkte des

**Daten**, etwa der Feldstärke an einigen wenigen,
**vorausberechnen zu können.** Um das z
**mathematischen Gesetze des Kraftlinien**

Fig. 16 a.

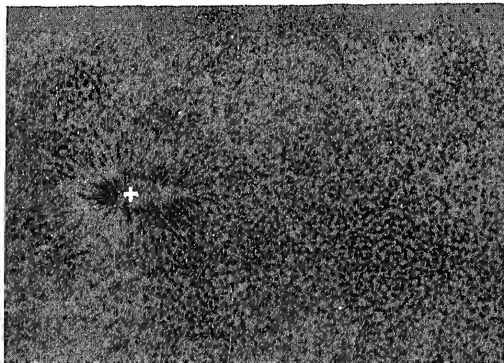
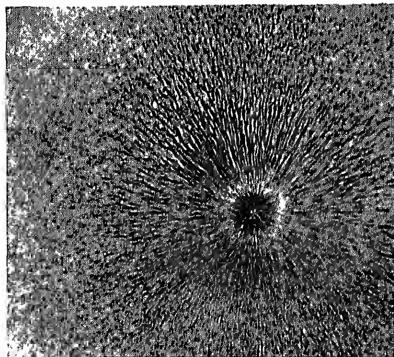


Fig. 16 b.



bezeichnen wollen. Stellen wir die Nadel senkrecht zum Fig. 22), so wird der geradlinige Verlauf der Kraftlinien (Fig. 16 b). Wir können erwarten, daß diesem besonders e der Kraftlinien auch ein einfaches Gesetz für die magnetischen Kräfte entspricht. Coulomb war der erste, der im Jahre 1780 versuchte, ein solches Gesetz aufzufinden; von den beiden Methoden, die er benutzte, der Schwingungsmethode und der Drehwagemethode, beschreiben wir hier nur die erstere. (An Stelle der Drehwage, die in ihrer Anwendung auf die ganz analogen elektrischen Erscheinungen weiter unten in § 83 beschrieben wird, soll in § 16 die für Demonstrationen bedeutend bequemere magnetische Wage von Grimsehl benutzt werden.)

Beschreibung eines Schwingungsversuchs nach Coulomb (Fig. 17). Eine kleine Probenadel hing an einem Kokonfaden, durch eine (in der Figur nicht gezeichnete) Glashülle gegen Luftströmungen geschützt. Der zu untersuchende Magnet war ein Stahldraht von etwa 60 cm Länge und 3 mm Dicke. Befand sich der Magnet in sehr weiter Entfernung, so schwang die Probenadel allein unter dem Einflusse des Erdfeldes $H_0$ mit der Schwingungszahl $n_0$. Wurde dagegen das Nordende des senkrecht stehenden Magneten von Süden her in gleicher Höhe mit der Probenadel dieser bis auf eine Entfernung $r_1$ genähert, so schwang die Nadel schneller, da jetzt zu der Wirkung des Erdmagnetismus noch die des Stabfeldes $H_1$ hinzukam. Wir nehmen — einstweilen hypothetisch — an, daß sich beide fach addieren, daß also die jetzige Schwingungszahl $n_1$ v eines Feldes $H_0 + H_1$ herrührt. Dann ist (vgl. das in § 11 e gungsgesetz der Nadel):

$$(H_0 + H_1)/H_0 = n_1^2/n_0^2 . \quad . \quad . \quad .$$

Derselbe Versuch in einer anderen Entfernung $r_2$ ausg

$$(H_0 + H_2)/H_0 = n_2^2/n_0^2 \quad . \quad . \quad .$$

woraus:

$$H_1/H_2 = (n_1^2 - n_0^2)/(n_2^2 - n_0^2) \quad . \quad .$$

Folgendes sind die von Coulomb erhaltenen Werte:

| $r$ | $n$ | $n^2 - n_0^2$ | $r^2 . (n^2-$ |
|---|---|---|---|
| 10 . . | 41 | $41^2 - 15^2 = 1456$ | 145 6 |
| 20 . . | 24 | $24^2 - 15^2 = 351$ | 140 4 |
| 40 . . | 17 | $17^2 - 15^2 = 64$ | 102 5 |

Wie aus der letzten Spalte
und $r = 20$ die Produkte aus $r$
ist also $n^2 - n_0^2$ proportional $1/r^2$

$$H_1 /$$

und wir erhalten in der Umgebun
Länge sehr dünnen Magnetstabes

A. **Die Feldstärken an z
eines Magnetstabes verhalte
der Entfernungen von diesen**

Für eine etwaige Wiederh
man die in § 8 beschrieben

Fig. 18.

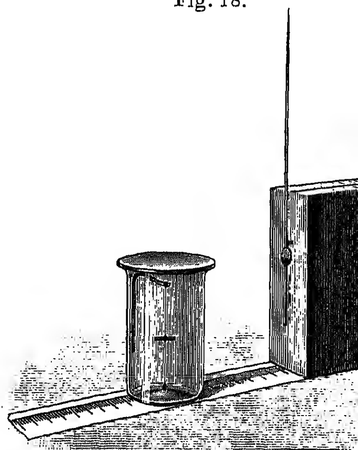


Fig. 19.

H

H'''

P

r = 40 cm

gebildete Resultante der beiden Felder $H$ und $H'$
die jeder Pol für sich erzeugen würde.

Es sei $H$ das Feld, das von dem näher an der
Nordpol des Stabes herrührt; der Nordpol liege, so v
mitgeteilten Versuchsreihe, in gleicher Höhe mit der nur in
tung drehbaren Probenadel, die sich in $P$ befinde. Da
Südpoles der eines Nordpoles entgegengesetzt ist, so müsse
nach dem Südpol hinzeigend annehmen. Die Nadel ist n
Richtung drehbar, es kommt also nicht das ganze resultie
Wirkung, sondern nur seine horizontale Komponente $H$
die wir in dem oben angeführten Versuch beobachtet hab
lichkeit der Dreiecke $NPS$ und $nps$ folgt, daß:

$$(H - H''') : H' = r : r'.$$

Ferner ist:

$$H / H' = r'^2 : r^2,$$

woraus folgt:

$$(H - H''') : H = r^3 / r'^3$$

und:

$$H = H''' : (1 - r^3 : r'^3).$$

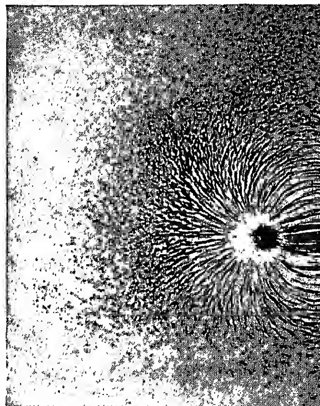
Für einen Polabstand $l = 60$ cm und $r = 40$ cm erhä
und $H = H''' . 1{,}21$. Multipliziert man die letzte Zahl in
der Tabelle auf S. 15 mit 1,21, so erhält man 123 600
anderen Zahlen der Spalte schon bedeutend näher. Die n
Differenz rührt wahrscheinlich von Beobachtungsfehlern
von etwa $^1/_3$ Schwingung in einer Minute zur Hervorbrin
genügt. (An Stelle von 140 400 in der zweiten Zeile er
bringung der Korrektion 145 000.)

Wir nehmen das Gesetz, daß die Kraft an jeder S
beiden Wirkungen der Pole einfach zusammensetzt, einstw
an; der exaktere Nachweis für seine Richtigkeit soll d

vergessen, während wir die sinnlich kla
sich übereinander lagern, leicht behalten.

§ 14. **Allgemeine Superposition**
ob die für das Feld eines einzelnen dünn
auch noch brauchbar ist, um das Feld m
ob es also gleichgültig ist, ob die beiden
gehend denken, einem einzigen oder m

Fig. 20



und 21 zeigen zwei Kraftlinienbilder, di
tisierter Stricknadeln in folgender Weise

Fig. 21.

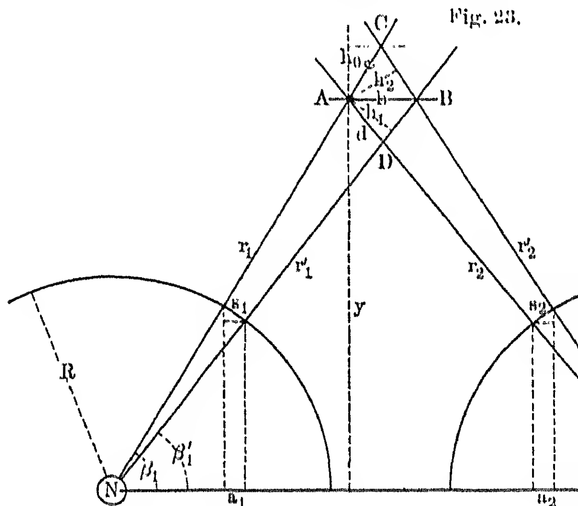


ihrer großen Entfernung kaum in Betracht. Zum Ve
die Kraftlinien eines derartigen „Polpaares“ mathem
versuchen.

## § 15. Konstruktion der Kraftlinien eines I

Eine Kraftlinie ist nach ihrer im § 9 gegebenen Def
überall die Richtung der resultierenden Kraft hat; au
läßt sich nach dem Coulombschen Gesetz die „Gl

Fig. 23.




auf rein mathematischem Wege ableiten. Sie laute
beiden Polen aus nach einem Punkte $A$ der Kraftlini
und $r_2$ mit der Verbindungslinie der Pole die Wi
(s. Fig. 23):

$$\cos\beta_1 - \cos\beta_2 = \text{constans für entgegeng}$$

sind. Wir fällen die Lote $h_1$ und
wenn wir die unendlich kleinen Kr
trachten:

$$h_1/s_1 =$$

und ferner:

$$a/s_1 =$$

woraus:

$$h_1/a =$$

und ebenso:

$$h_2/a =$$

oder, nach Coulombs Gesetz:

$$\underline{h_1/h_2 = r_1^2/}$$

Ferner ist der Inhalt des Paralle

$$f = ch_1 =$$

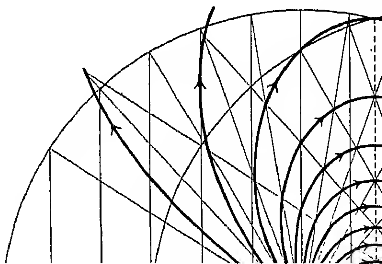
oder

$$\underline{c/d = h_2/h_1}$$

Die Seiten des Parallelogramms s
proportional den beiden Feldern $H_1$
proportional und parallel dem resul
Haben beide Pole gleiches Vorze
die andere Diagonale $D\,C$ als Richt

Die verschiedenen zu einem best
unterscheiden sich bloß durch den
Summe oder Differenz der Kosinus in Gl.

Fig.



nach außen hin fort. Dann schlage man um jeden P
Radius gleich einer ganzen Anzahl $n_0$ der Teile des Po
Figur ist $n_0 = 6$). Auf den Teilpunkten errichte man
die Durchschnittspunkte der Lote mit den Kreisen I
außen beliebig verlängern.

Aus dem obigen Beweise folgt dann, daß man,
erhalten, von einem beliebigen Schnittpunkte aus anfa
der durch die Radien gebildeten rautenförmigen Figu
je nachdem man im Beginn die eine oder die andere
Ausgangspunkt gehenden Diagonalen wählt, erhält man
oder die der unteren Hälfte der Figur. Der letzte Ra
bei gelangt, ist stets Tangente an der Kraftlinie.

Man vergleiche mit der so erhaltenen Figur die
und 21; ihre Ähnlichkeit mit den konstruierten Kraftlini
keit unserer Voraussetzungen.

Wie man sieht, laufen bei zwei ungleichnamigen
Linien alle vom einen Pol zum anderen (vgl. die ober
konnten aus Raummangel nicht alle Kurven vollständi
sie haben also Ursprung und Endpunkt im Endliche
bzw. $AS$, für die $\cos\beta_1 - \cos\beta_2 = 0$, läuft geradlin
kehrt auf der anderen Seite aus dem Unendlichen zur

Bei zwei gleichnamigen Polen (untere Hälfte) dag
linien ins Unendliche, wenn beide Pole Nordpole, o
Unendlichen, wenn beide Pole Südpole sind.

Durch den Mittelpunkt $M$ der Figur geht eine
hindurch. Die Richtung dieser Kraftlinie ist für zwei
(obere Hälfte) beiderseits von $M$ dieselbe; für zwei
gegen (untere Hälfte) beiderseits entgegengesetzt. In
Falle die beiden Kraftlinien $NM$ rechtwinkelig u
nahe der Achse verlaufende Kraftlinien erfahren dich
scharfe Biegung. Im Punkte $M$ selbst hat die Kraft

ihrer Schwingungszahl um 1 vermehrt; dann
Probenadel abhängigem Maße

$$H = n^2 - n_0^2,$$

wo $n_0$ die Schwingungszahl im Erdfelde; ferner

$$m = r^2 . H = r^2 (n^2 -$$

Diese Größe $m$ sei als die „Polstärke" des
neten bezeichnet. (Über ein sog. „absolutes"
stärke siehe weiter unten § 18.)

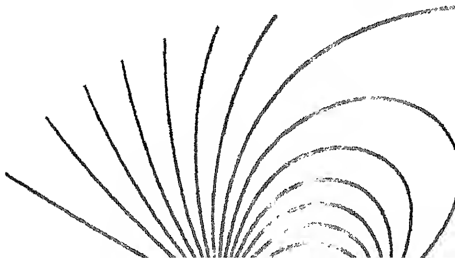
Wir können nun, unter der Voraussetzung
setz für die Zusammensetzung des Feldes zwe
mit den Polstärken $m_1$ und $m_2$ auch noch ge
struieren, daß wir $H_1 = m_1 / r_1^2$ und $H_2 = m_2$
gesetz zusammensetzen. Die Gleichung der K
sich leicht nachweisen läßt:

a) $m_1 . \cos\beta_1 - m_2 \cos\beta_2 = const.$ f

b) $m_1 . \cos\beta_1 + m_2 \cos\beta_2$ „

Gibt man, wie bereits früher erwähnt, einen
Südpole das negative Vorzeichen, so daß für

Fig. 23.



unteren für gleichnamige Pole. Zwei entsprechende
die Fig. 26 und 27 [1]).

Zur Vervollständigung unserer Betrachtung wollen
Versuch die Gültigkeit der bei den Schwingungsbeobach
des Coulombschen Gesetzes gemachten Annahme nachw
des Magneten und der Erde sich einfach addieren, daß

Fig. 26.

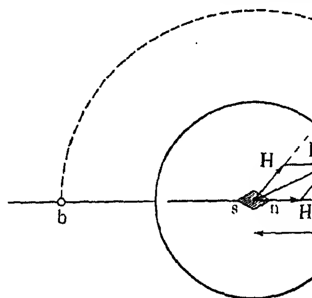
mehrerer Magnete gefundene Additionsgesetz auch gilt
einen Magneten das Erdfeld tritt.

Wir benutzen die in Fig. 18 dargestellte Anord
Probenadel von Norden her den in gleicher Höhe befi

Fig. 27.

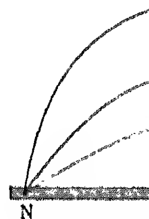
von der Südseite her an die Probenadel
mit zunehmender Annäherung immer g
näherung vorsichtig genau in der Ric
schließlich, falls unsere Annahme rich
erreicht wird (Stellung *b*), Stab- und E
Nadel unendlich langsam schwingen, d
haben. In Wirklichkeit ist dies natürl
Nadel ja eine endliche Länge hat, und

Fig. 28.




gleichzeitig in dem „neutralen Punkte
vielmehr, daß in der Entfernung $r$ bei g
Magneten die Nadel sich nach Westen o
Ruhelage herausdreht. Wenn nämlich die
einen auch noch so stumpfen Winkel m
Resultante haben, die diesen Winkel hal
etwas unter den Betrag $r$, so dreht sich
Nordpol nach Süden, weil jetzt das de
feld das Erdfeld überwiegt. In der Ent
Feld sein Vorzeichen um, indem es vo

betrachtet werden. Es liegt nahe, so wie wir früher das F
Stabes (im folgenden als Stab I bezeichnet) aus den ge
seiner beiden Pole zusammensetzten, nun auch die Wi
lichen Stab (Stab II) als die Summe zweier Einzelwirku
denen die eine bloß auf seinen + Pol, die andere b
wirkt. Ist die Ausdehnung des Stabes II mit der von
so wird im allgemeinen das Feld des Stabes I an den beiden Polen von II verschieden stark und verschieden gerichtet sein. Es ist zu vermuten, daß jede der beiden angenommenen Einzelwirkungen nur von der Feldstärke von I an dem betreffenden Pole von II abhängig ist und daß die Richtung dieser Einwirkung für den + Pol von II dem dort herrschenden von I herrührenden Felde gleichgerichtet, für den — Pol dem
entgegengerichtet ist; in Fig. 29 sind die Richtunge
Einwirkungen durch Pfeile angedeutet.




Zur experimentellen Entscheidung der Frage befe
so, daß bloß einer seiner Pole sich bewegen kann, wä
liegt, was dadurch geschieht, daß wir den Stab sic
zweiten Pol gehende Achse drehen lassen; dann kom
auf den beweglichen Pol in Betracht. An Stelle der vo
Untersuchung benutzten Drehwage, die zwar für fe
geeignet, dagegen für Demonstrationszwecke zu subtil
die von Grimsehl[1]) konstruierte „magnetische Wa

Die in Fig. 30 abgebildete Wage (die Figur is
entnommen) besteht im wesentlichen aus drei Teilen: de

Fig. 30.

Stricknadel von $L = 20$ cm Länge,
eingesteckt wird, auf dem sich, wie h
verschieben lassen. Der eine Pol (in
dicht am Drehpunkt; die Größe der a
Wirkung wird durch die zur Wiederh
Reitergewichte und ihre Stellung auf
ursprünglich im Gleichgewicht, wenn
ten Teilstrich des Vertikalmaßstabes s
wenn der an dem Stativ befestigte
Wage genähert wird. Von der auf
kommt nur die in die Bewegungsricht
Ist die Kraft also, wie wir zunächst
am Orte des Poles proportional, so käm
also bei wagerechter Stellung der N
fallende Komponente des Feldes in B
in der Figur gezeichnet, wagerecht,
über dem beweglichen Nordpol der W
vom Nordpol des Stabes I herrührend
Bewegungsrichtung fällt; der Anteil
viel kleiner und ist außerdem so stark
ponente kaum in Betracht kommt. W
Nordpole des Stabes I allein herrühr
Kraft, $P$ das Reitergewicht, das ihr im
gewicht hält, so ist nach dem Hebelge

$$F = P . l / L$$

Eine für verschiedene Abstände
ergab:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $r$ | = | 7 | 8 | 9 | 10 |
| $F$ | = | 7.5 | 5.8 | 4.7 | 3.8 |

Das gefundene Gesetz für die Abhängigkeit der Kr
fernung bestätigt unsere Vermutung, daß $F$ der Feldstä
denn diese ist ja, wenn $m_1$ die „Polstärke" des Stabes I

$$H_1 = m_1 / r^2 \quad . \quad . \quad .$$

Ersetzen wir den beweglichen Magneten durch
anderen magnetischen Eigenschaften, so finden wir auch a
Faktor $a = F . r^2$. Bezeichnen wir also mit $M_2$ einen Fakt
Eigenschaften des beweglichen Magneten herrührt, so kö

$$F = M_2 H_1 = M_2 m_1 / r^2 \quad . \quad .$$

Vertauschen wir ferner den festen und den be
miteinander, so finden wir durch den Versuch, daß w
standen auch wieder dieselben Werte für $F$ erhalten, da
I auf II ausübt, gleich der von II auf I ausgeübten ist
auch hier das von Newton (Bd. I, § 39) aufgestellte allg
Axiom von der Gleichheit von Wirkung und Gegenw
Falle nun ist:

$$F = M_1 . H_2 = M_1 m_2 / r^2 \quad . \quad .$$

also:

$$M_1 m_2 = M_2 m_1,$$

oder:

$$M_1 : M_2 = m_1 : m_2 \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Bezeichnen wir also mit $k$ einen Faktor, dessen Z
von den gewählten Maßeinheiten abhängt, so können
$M_2 = k m_2$ setzen und erhalten für die Kraft, die zw
aufeinander ausüben:

$$F = k . m_1 m_2 / r^2 . \quad . \quad .$$

oder, wenn bloß die Feldstärke $H_1$ (oder $H_2$) am Orte d
$m_2$ (oder $m_1$) gegeben, die Kraft auf letzteren:

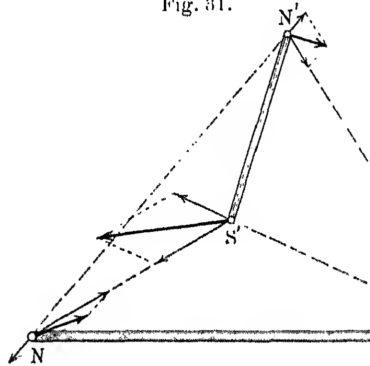
$$F = k . m_1 H_2 = k . m_2 H_1 \quad .$$

Es läßt sich leicht durch Abänderung der Stellung

Die Gleichung (6) stellt
Form dar; in Worten:

A. Die gegenseitige
ihrer Länge sehr dünner
von vier Einzelwirkunge

Fig. 31.




den acht Einzelkräfte, von der
und ihre Resultanten dargestel

§ 17. **Fernwirkung ode**
des Coulombschen Gesetzes i
gesagt ist, was über das tatsäc
der Gesamtkraft in vier Einze
Zerlegung eines Feldes in Einz
sie stellt eine Rechnungsreg
die Beobachtungsresultate ric

Zur Zeit, als das Coulo
weit in unsere Zeit hinein, her

nicht verhehlen konnten, daß es schwer sei, sich eine d
vermittelte Wirkung in die Ferne sinnlich vorzustellen.

Die großen Erfolge, die die Theorie der Gravit
findung durch J. Newton (siehe Bd. I, § 43) aufzu
offenbar die Veranlassung für Coulomb, auch für di
Magnetismus und der Elektrizität (siehe § 83) nach äl
suchen. Newton wies nach, daß die Himmelskörper ,
als ob zwischen ihnen anziehende Kräfte w
Produkte ihrer Massen direkt und dem Quadr
umgekehrt proportional sind". Er nahm aber
gemacht an, daß es sich dabei um wirkliche Wirkungen
sondern er betrachtete sein Gesetz bloß als eine erfahrung
der mathematischen Darstellung der beobachteten Beweg
haupt die Diskussion über die Ursache der Erscheinun
„hypotheses non fingo" (Hypothesen mache ich nicht)
sächliche Erfolg seiner Theorie ließ aber bei seinen Sch
bei den nachfolgenden Forschergenerationen immer
einer wirklichen Fernkraft aufkommen, und dieselbe
dann auch auf die magnetischen (und elektrischen)
tragen, die ja durch ein ganz analog gebautes Wirku
waren. An Stelle der außer der Entfernung für die Gra
Massen setzte man hier die Mengen zweier hypoth
(imponderabler) Flüssigkeiten, eines positiven und eines n
Fluidums, die in jedem Stück Stahl und Eisen für g
gleicher Menge vorhanden sein sollten. Überschuß von
tivem Fluidum an einer Stelle sollte das Eisen oder
magnetisch machen. Die von uns oben als „Polstärke" be
in dieser Auffassung als die in dem betreffenden Pole an

Das zweite sind die mehr oder w
wir uns von der Bedeutung der einzel
machen: Die Tatsache, daß uns durch
sinn mechanische Vorgänge als ganz
kommen, während der Mangel eines Si
tische Vorgänge diese uns seltsam er
dürfnis, diese Vorgänge nicht nur me
„erklären", d. h. auf mechanische Vor
herausgestellt, daß man eine große Anz
tischen und elektrischen Erscheinung
kleineren, bald größeren Bruchteil de
solches „Modell" ist die Vorstellung
Fluida. Es hat in dem ganzen Gebie
geleistet und leistet sie auch jetzt
erwiesen für die Erscheinunge
Feldern zu beobachten sind (siehe

Eine Vorstellung, die sowohl diese
umfaßt, ist von dem englischen Forsc
gebildet worden und soll weiter unten
lichster Zug ist die Beseitigung je
Die Faradaysche Theorie blieb lange
mann Faradays, Cl. Maxwell (1831
dargestellten Gesetze Faradays sehr w
fähig sind, und daß man dann im
beobachtbaren Größen zu denselben
Fernwirkungsvorstellung. Maxwell
der von ihm weiter ausgebildeten Fa
ganz bestimmtes Bild von der zeitl
elektrischer Wirkungen im Raume m
die Gesetze dieser Fortpflanzung.
(1857 bi 1894), gel ng es a im

tun haben, mit ihr operieren; denn die Gleichungen, zu
Maxwellsche Theorie für statische Erscheinungen g
und nur die Interpretation der Buchstaben in den Gleich

§ 18. **Absolutes Maßsystem.** Die Notwendigk
sungen unabhängig von willkürlichen Festsetzungen a
in gleichem Maße ausführen zu können, gab die Veranla
des sogenannten „absoluten magnetischen Maßsys
(s. auch Bd. I dieses Werkes, § 40). In diesem Maßsy
nach Anbringung einiger Änderungen in allgemeinem Ge
einheit diejenige Kraft definiert, die einer Massen
Beschleunigung von 1 cm/sec² erteilt. Diese Krafte
[von dynamis (griechisch) = Kraft] bezeichnet.

Eine Masse von 1 g erhält durch die Schwerkraf
von etwa 981 cm/sec², d. h. ihre Geschwindigkeit ni
um 981 cm/sec zu; die Kraft, die durch die Schwer
ausgeübt wird, beträgt somit 981 Dynen. Eine Dyne is
die ein Gewicht von 1/981 g = 1,02 mg (oder abger
Unterlage ausübt.

Die Anwendung dieses Maßsystems auf die magnet
führt nun zu folgender Definition der Polstärke:

A. Ein Pol hat die Stärke 1, wenn er auf eine
starken Pol in 1 cm Entfernung eine Kraft v

Setzt man nun in Gleichung (6) des § 16: $F = 1$
$r = 1$, dann wird nach Definition $A$ auch $k = 1$ un
Gesetz lautet jetzt:

$$F = m_1 \cdot m_2 / r^2 \quad . \quad . \quad .$$

Um nun die Polstärke einer Nadel in absolutem
können wir folgendermaßen verfahren: Außer der zu b
seien noch zwei weitere Nadeln 2 und 3 vorhanden. W
Kräfte $F_{1,3}$ und $F_{2,3}$, die von den Nadeln 1 oder 2 in
der $r_{2,3}$ auf die in der Wage befestigte Nadel 3 ausgeü

Zur Erläuterung diene folgend
Stricknadeln von 2 mm Durchmess
spanbild gefundene Pole etwa 1 cm

| In der Wage: Magnet Nr. | Anziehend oder abstoßend wi Magnet Nr. |
|---|---|
| 3 | 1 |
| 3 | 2 |
| 2 | 1 |

Somit ist:

$$\frac{m_2}{m_1} = \frac{60}{55}$$

$$m_2 \, . \, m_1 = 80$$

$$\underline{m_2} = \sqrt{}$$

$$\underline{m_1} = \sqrt{}$$

Setzt man auch in Gleichung (

$$\underline{F}$$

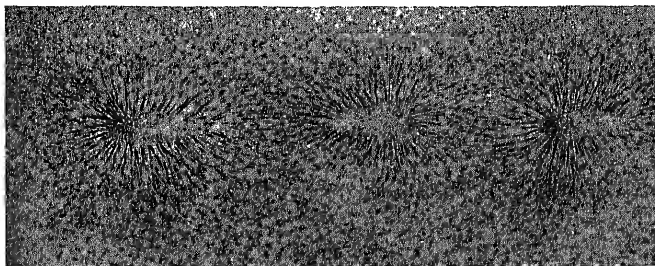
Ist $m = 1$, so wird $F = H$. Di
folgendermaßen definiert:

B. Die Feldstärke an irg
mechanischen Kraft, die auf
befindlichen Einheitspol ausg

Für die Einheit der Feldstärke

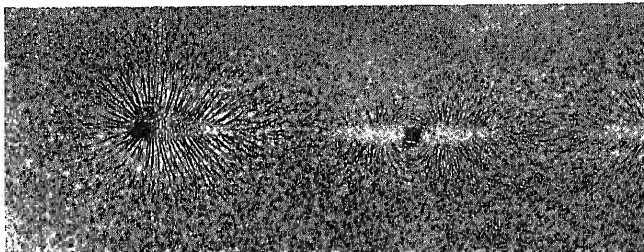
ungeteilten Nadel. Legt man die beiden Bruchstücke d
erhält man das Feilspanbild Fig. 32 b, das sich von de
Nadel (Fig. 16) nur dadurch unterscheidet, daß in einen

Fig. 32 a.



die Bruchstelle herum sich stark gekrümmte Kraftlinien b
abgesehen von der nächsten Umgebung der Bruchstelle, d

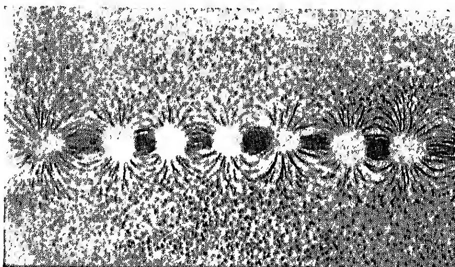
Fig. 32 b.



geblieben; in der Tat müssen ja zwei dicht aneinander
namige Pole sich in ihrer Wirkung in größerer Entfernun

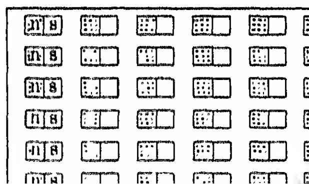
Bruchstücke vollständige Magnete von
des ursprünglichen Magneten. Fig. 33
einander, Fig. 33b dieselben etwas ausei
der Annahme, daß jedes noch so klei
ständiger Magnet sei. Denken wir u
aus einer beliebigen Anzahl von teils n
„Elementarmagneten“ mit gleicher Pol
so muß, wenn alle gleich stark sind, imm

Fig. 3



grenzender Pole sich aufheben, und es g
der an den äußersten Enden befindliche
stärke des ganzen Magneten ist dann g
in einem Querschnitt nebeneinanderliege

Fig.

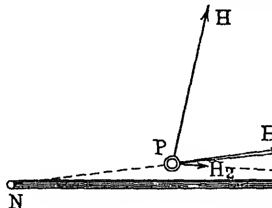


je zwei aneinanderstoßenden Polen zweier benachbarter
und $s_4$ ausgehen, sind ja überall gleich stark und entgeg
heben sich also auf. Es bleibt nur die Wirkung der Endpo

Diese Übereinstimmung ermutigt zu dem Analogiesch
das Verhalten beliebig gestalteter Magnete von beliebig v
magnetischen Zustandes in ähnlicher Weise darstellen kö
wir jetzt den einzelnen Elementarmagneten verschiedene
und annehmen, daß das Coulombsche Gesetz, dessen
den ganzen Magneten in dem speziellen Fall der gleich
sierung erkannt haben, für jeden einzelnen Elementarma
trachten wir das Kraftlinienbild eines Magnetstabes von
Gestalt, etwa Fig. 14, so finden wir, daß Kraftlinien nicht b
sondern in nach der Mitte zu allmählich abnehmender
übrigen Teilen ausgehen. Dasselbe gilt auch für eine St
magnetisiert hat, ohne sie vorher besonders zu härten.

Betrachten wir einen Punkt $P$ dicht an einem solch
so kann das beträchtliche Feld $H$, das wir hier beobacht
Enden allein herrühren; schon die Feldrichtung widerspricht dem, denn die beiden von den Enden $N$ und S aus gezogenen Radien laufen der Nadel fast parallel, und da die Teilfelder den Radien parallel sind, so müßte das resultierende Feld $H_0$ zwischen die Richtungen von $H_1$ und $H_2$ fallen. In

Fig. 36.




Wirklichkeit beobachten wir aber ein Feld $H$, das ganz st
des Magneten gerichtet ist. Wollen wir also das Feld a
Coulombschen Gesetz aus Teilfeldern zusammensetzen, s

innerhalb des abgegrenzten Bezirks liege
herausragen. Sind $n_1$, $n_2$ usw. die positive
stärken der Elementarmagnete, und wird
setzt, so ist zwischen $A$ und $B$ ein Übersch
$n_5 - n_1$ vorhanden. Liegt also das Norde
neutrale Zone rechts von $B$, so ist überal
von + Magnetismus vorhanden, wenn d
Querschnitte gelegenen Elementarmagnet
hin zunimmt. Wir erhalten somit folg
von 1 cm Länge enthaltenen Überschusse
sogenannten „freien Magnetismus“:

A. Bezeichnet man die Richtung,
Elementarmagnete zeigt, als positive Ric
um 1 cm entfernten Querschnitten enthalt
nach Größe und Vorzeichen bestimmt du
der Elementarmagnete beim Forts
Richtung. Nimmt beim Fortschreiten
zu, ist also die Abnahme negativ, so
Magnetismus vorhanden. Allgemein:

Ist $p$ die Gesamtpolstärke aller in eine
magnete an einem Punkte, $\delta_1 p$ ihre Änd
in positiver Richtung, so ist die Dichte
auf einem 1 cm langen Stück enthaltene I

$$m = - ($$

Es ist nicht nötig, daß die Änderu
1 cm langen Weges konstant sei. Ebe

Fig. 38.

tismus $m$ einerseits und der „Stärke der Magnetis
erhält (Fig. 38). Die ellipsenähnliche Kurve stelle die V
tisierung, gemessen durch die Größe $p$ dar. Für irg
Magneten erhalten wir den freien Magnetismus $m$ al
der negativ genommenen Änderung $\delta p$ und der zug
$\delta s$, also

$$m = -\delta p / \delta s = tg\, \alpha.$$

Tragen wir also die trigonometrische Tangente des 
Kurve als Ordinate auf, und zwar nach oben, wo 
nach unten, wo sie steigt (beim Fortschreiten in positive
$S$ nach $N$), so erhalten wir die Verteilung des freien M
die ⌊⌉-förmige Kurve dargestellt ist.

Da nach unserer Annahme jeder Elementarmagn
— Magnetismus hat, so muß die Gesamtsumme Null se

In Worten ausgedrückt:

B. **Jeder Magnet enthält gleich viel frei**
**magnetismus**, oder:

B′. **In jedem Magnet ist die algebraische**
**Magnetismus gleich Null.**

Man kann auch so schließen: Für zwei eben außerhal
Querschnitte ist $p = 0$. Ferner ist die Dichte $m$
Gesamtsumme $m_0 = \Sigma m$ gleich der negativen Sum
von $p$, d. h. gleich dem Anfangswert weniger dem 
beide gleich 0, so ist auch ihre Differenz gleich 0.

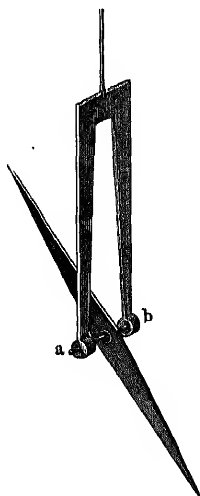
Ein experimenteller Beweis für die Richtigkeit dies
gegeben.

Anmerkung: Der hier von uns als mathematische
Begriff des „**freien Magnetismus**“ entspricht der vo
benutzten „Dichte des magnetischen Fluidums“.

§ 20. Magnetisches Feld der Erde; Deklinati

überall gleich stark ist. Da diese Veränderu
sehr großen Entfernungen bemerkbar mach
innerhalb des Laboratoriums die Stärke
Orte betrachten. Dasselbe findet man auc

Fig. 39.



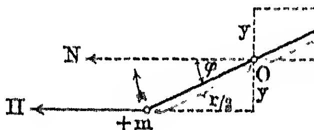

Kraftlinien des Erdf
nicht zu groß bemesse
Kilometer) merklich
parallelen Kraftlinien
Stärke wie Richtung
mogenes" oder „g

Deklination:
um eine senkrechte A
der genauen Nord-S
klination" (seemär
scheidet je nach der
endes eine westlich
und Betrag der Dek
Feldstärke mit der Z
Nadel bezeichnet ma
Meridian" des Beob
astronomischen Merid
zusammenfällt.

Inklination: Wir kitten eine Stahl
an einen Faden, so daß sie genau wagere
Fig. 39 dargestellt, mit einer wagerechten
Faden hängenden Gestell dreht; magnetis
sich nicht nur ihre Schwingungsebene in
sie senkt sich auch mit ihrem Nordende
ist ein Ort der nördlichen Erdhalbkugel v

Idealmagneten, ein „Polpaar" (Fig. 40) von der Stärke +
abstand $r$[1]); der Magnet drehe sich um eine Achse, die
punkt $O$ der Polverbindungslinie geht. Ist $H$ die Stärke des in Richtung $ON$ weisenden Erdfeldes, dann wirkt auf den + Pol eine Kraft $Hm$ parallel zu $H$, auf den —Pol eine gleich große Kraft entgegengesetzt $H$. Beide zusammen

Fig. 40.




wirken drehend auf den Magneten, und zwar greift jede a
$y = r/2 . \sin\varphi$ an, wenn $\varphi$ der Winkel ist, den die „Ach
mit der Richtung des Erdfeldes bildet. Das gesamte „
beträgt also:

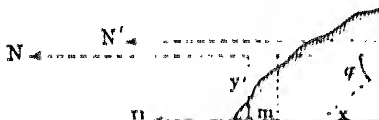
$$D = 2\,H m r/2 . \sin\varphi = H . M . \sin\varphi$$

wenn man zur Abkürzung

$$mr = M \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

setzt. Die Größe $M$ bezeichnet man als das „magneti
des Polpaares. Gleichgewicht tritt ein, wenn $D = 0$, d. h.
somit $\varphi = 0^0$ oder $\varphi = 180^0$; das Polpaar ist also im Gle
seine Achse in die Deklinationsrichtung fällt u
Gleichgewicht stabil für $\varphi = 0$, labil für $\varphi = 180^0$. I
bei diesem Resultat, daß die Größe des ausgeübten Drehm
den Polstärken allein, sondern von dem Produkte aus Polstärke und Polabstand, dem „Moment" des Polpaares abhängt.

Fig. 41.



Um die Lage des Magneten anzuge
feste Richtung $OA$ (die etwa durch e
herausgegriffen, so daß die jeweilige I
$AON = \varphi$ bestimmt ist. Da wir d
Magneten in ihrer Abhängigkeit von φ
Magnetismus im Innern des Magneten
durch Größen ersetzt werden, die die
wir fällen deshalb ein Lot von $m$ auf
$y$, den Abstand seines Fußpunktes von

$$y' = x . \sin \varphi$$

Das gesamte Drehmoment, das de
zu erstreckende Summe:

$$D = \Sigma d = H . \Sigma m y' = H . s$$

Wie nun auch die Verteilung des
läßt sich immer die willkürliche Richtun
Summen, etwa

$$\Sigma m y$$

wird. Die so bestimmte Richtung von
Achse" des Magneten nennen; die au

$$\Sigma m x$$

nennen wir das „magnetische Mom
fache Polpaar fällt die Richtung der A
verbindungslinie zusammen.)

Durch Einsetzen von (6) und (7
Gleichung wie für das einfache Polpaar

Fig. 42.

Sei etwa eine Kompaßnadel ungleichmäßig magn
magnetische Achse $cd$ (Fig. 42) nicht mit der geometri
fällt. Bestimmt man nun an einem Teilkreis die Einste
und kehrt dann die Nadel in ihrer Lagerung so um, daß
nach unten zu liegen kommt, so erhält man eine etwas a
Die Mitte zwischen beiden ist dann die Richtung des ma
d. h. die Deklinationsrichtung und zugleich die Richtu
Achse der Nadel. Da die Richtung der magnetischen A
niemals ganz genau mit der geometrischen Achse zum Zus
werden kann, so sind alle feineren Instrumente zur Best
tion (siehe Kapitel „Erdmagnetismus") so eingerichtet,
gelegt" werden kann.

Die „magnetische Achse" ist bloß eine Richtung
Magneten, wenigstens wenn unsere Voraussetzung zu
Magneten $\Sigma m = 0$.

Beweis: Wir denken uns den Magneten (Fig. 41) st
der früheren parallele Achse $O'$ drehbar. Dann erhalten
$M = \Sigma m x$ ein Moment $M' = \Sigma m (x + x'')$, wo $x''$ und
Achse $O$ bezüglich einer durch $O'$ gezogenen zu $OA$ pa
in derselben Weise ausdrücken, wie wir früher die Lage
durch $x$ und $y$ ausdrückten. Ebenso erhalten wir statt
$\Sigma m (y + y'')$. Da nun $x''$ und $y''$ für alle Glieder der S
haben, so erhalten wir als die zu den früheren Ausdrücken
kommenden Glieder: $x'' . \Sigma m$ und $y'' . \Sigma m$. Wenn also uns
$\Sigma m = 0$, erfüllt ist, dann wird durch eine Verschiebung
mit sich selbst die „Richtung" der magnetischen
Achse gar nicht verändert; denn wenn vorher
für die Richtung $OA$ die Größe $\Sigma m y = 0$ war,
so ist es auch jetzt für die zu $OA$ parallele
Richtung $O'A'$ die Größe $\Sigma m (y + y'')$.

Einen Beweis für die Voraussetzung,
daß $\Sigma m = 0$, bildet der schon im § 2 er-

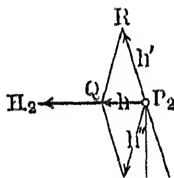
Verlängerung des Aufhängefadens geht, was n
Stellung des Magneten möglich wäre, ein Dreh
üben, dessen Größe sich mit der Lage des M
illustriert gleichzeitig das oben über die Ei
Achse Gesagte. Man kann sich die Achse s
denken, in welchem der verlängerte Aufhängefa
änderte Zeigerstellung beweist dann die unve
Parallelverschiebung des Magneten.

**§ 22. Theorie der Gaussschen Met tischer Felder.** Gleichung (1) und (2) de
nicht nur für einen unter dem Einfluß des
Magneten, sondern jedesmal, wenn ein Magn
das innerhalb des von dem beweglichen Mag
bei Abwesenheit des beweglichen Magneten s
werden kann. Man kann also auch inhomog
Richtung von Punkt zu Punkt variiert, mit e
untersuchen, wenn man die Nadel nur so klein
das Feld sich nicht merklich ändert. Diese
benutzt, um zu einer Definition der Feldstärke

Wir wollen nunmehr das Feld in der Um
indem wir es mit dem Erdfelde vergleichen.

Der zu untersuchende stabförmige Magne
dem Orte der Probenadel $P_1$ sein Feld $H_1$ (

Fig. 44.



gebrachte Nadel gibt ja immer nur die Richtung des des Magneten und dem Erdfelde entstandenen resultiere Wenn jedoch, wie in der Praxis meist der Fall, ein symm Magnet, etwa ein zylindrischer oder prismatischer Stab vo Punkte, für die die Richtung von $H_1$ ohne weiteres angeb

In einem Punkte $P_1$ in der Verlängerung der Achse hat $H_1$ offenbar die Richtung der Achse.

Ferner muß, wie schon aus den früheren Kraftlinienb für alle Punkte $P_2$ einer durch den Mittelpunkt 0 gehende senkrecht stehenden Ebene das Feld $H_2$ des Magneten paral vorausgesetzt, daß nicht nur die äußere Gestalt des Magn sondern auch der Magnetismus symmetrisch verteilt ist. nämlich zwei aus dem Magneten herausgeschnittene Que stande $+x$ und $-x$ von der Mitte und mit dem freien M und $-m$ behaftet, so setzen sich ihre Felder $h'$ und $h''$ zu zusammen, die parallel $NS$; denkt man sich also den M dünne Scheiben zerschnitten, und addiert zunächst imme paarweise von der Mitte gleichweit entfernten Scheiben Feldern $h$, dann sämtliche $h$ zu einem Gesamtfelde $H_2$, parallel $NS$.

Legen wir also den Magneten so, daß seine Achse magnetischen Meridian steht, so ist in allen Punkte längerung der Achse und in allen Punkten $P_2$ einer dur Magneten gehenden und senkrecht zur Achse gelegenen E bzw. $H_2$ des Magneten senkrecht zum Erdfelde $H_0$. Die lenkung $\varphi$, die eine in $P_1$ oder $P_2$ befindliche kleine Magne also nach Gleichung (1) ein Maß für das Verhältnis von 

Die Stellung von Magnet und Nadel, bei der sich der zum magnetischen Meridian und die Nadel auf einem Pu längerten Achse befindet, bezeichnet man nach Gauss[1]) als e

II. Zweite Hauptlage: Ist
$P_2$, so ist

$$h' =$$

Aus $h'$ und $h''$ setzt sich das
wegen der Ähnlichkeit der Dreiecke

$$h/h'$$

oder

$$h =$$

oder nach (4)

$$h =$$

Nun ist

$$r^2 = L^2 + x^2$$

somit, wenn man jetzt wieder alle Q

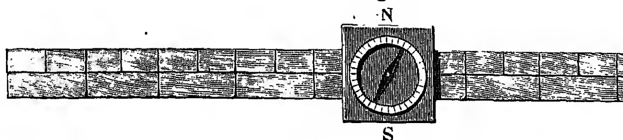
$$H_2 = \frac{1}{L^3}$$

Die recht komplizierten Gleich
in den Punkten $P_1$ und $P_2$ nicht n
des Magneten, sondern auch wegen
Summenzeichen in von Punkt zu
teilung des Magnetismus im Magnet
deutend, wenn man nur Punkte in s
ins Auge faßt.

Es sei also die Entfernung $L$
des Magneten, daß $(x_0/L)^2$ klein ge
gleich der fünffachen Länge des M
$(x_0/L)^4 = 1/10000$. Wir begehen
höchstens 2 Proz. bei Gleichung (3), v
wenn wir den Nenner des Summen
der Summenausdruck einfach gleich

Gauss' Mitarbeiter, W. Weber, zunächst der in Fig. gestellten einfachen Anordnung. Die Probenadel nebst

Fig. 45.




Mitte eines Maßstabes aufgestellt, längs dessen der Magnet $ns$ meßbar verschieblich ist. Fig. 45 zeigt die A erste, Fig. 46 für die zweite Hauptlage. In der ersten l senkrecht, in der zweiten parallel zum magnetischen Merid etwaige Exzentrizität der Probenadel gegen die Kreisteilun machen, werden stets beide Nadelspitzen abgelesen; um e trische Magnetisierung des Stabes zu eliminieren, wird dersel Nordpol, einmal mit dem Südpol gegen die Nadel aufgelegt endlich auch unsymmetrische Magnetisierung der Nade schädlich zu machen, legt man den Stab einmal östlich südlich), dann westlich (resp. nördlich) von der Probenadel. erhält demgemäß acht Ablenkungsablesungen für jede E nung, die man zu einem Mittel vereinigt.

Beobachtet man etwa in der ersten Hauptlage, so man, indem man in Gleichung (8) für $H_1$ seinen Wert aus chung (1) einsetzt:

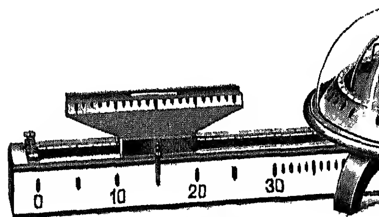
$$H_0 \,.\, tg\,\varphi = 2\,M/L^3$$

oder

$$\underline{tg\,\varphi \,.\, L^3 = 2\,M/H_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Es muß also bei Beobachtung in verschiedenen E nungen $L$ die Größe $tg\,\varphi \,.\, L^3$ konstant sein. (Die Beobacht müssen natürlich genügend schnell hintereinander d. h.

Fig. 47 zeigt eine zur Demons
torium geeignete Anordnung der
furt a. M.).




Die mit einem langen gekrü
innerhalb einer in der Figur
ihre Bewegung rasch gedämpft
auch noch zu anderen Zwecken

## § 24. Schwingungsdauer e

Nach Gleichung (8) in § 21 war d
drehbaren Magneten, dessen magn
Richtung des äußeren Feldes $H$ he

$$D =$$

Wir vergleichen diesen Ausdr
wirkende Drehmoment gilt: Auf
Schwerpunktsabstand $l$ von der Dr
Ruhelage entfernt ist, wirkt ein Dr

$$D' = mgl.s$$

Da der Zusammenhang zwis

n Audi-
(Frank-

1/100

schwingt
wodurch
Teil eines
ns.

n Felde.
ne Achse
aus der

n Pendel
und dem
aus der

in beiden



bei Beobachtung in erster Hauptlage. Auf Grun
Gleichung 2 des § 24 erhält man einen Wert fü
beiden Größen, wenn man den zuvor als ablenk
Stab drehbar aufhängt und unter dem Einfluß de
des Erdfeldes schwingen läßt. Dann ist:

$$M \cdot H_0 = \pi^2 K / t^2$$

Durch Kombination beider Gleichungen lassen
rechnen; denn bezeichnet man die experimente
in folgender Weise:

$$M / H_0 = A \quad \text{und} \quad M \cdot H_0$$

so ist:

$$\underline{M = \sqrt{B \cdot A}} \quad \text{und} \quad \underline{H_0 =}$$

Zur Ausführung der Schwingungsbeobachtun
von W. Weber angegebenen in Fig. 48 abgebilde
für die Ablenkungsversuche benutzte Magnetstab ist mittels einer eingeschraubten Öse, oder wenn ein derartig vorgerichteter Stab nicht vorhanden, mittels einer Papierschleife an einem möglichst dünnen und ungedrillten Kokonfaden aufgehängt. Der Glaskasten dient zum Schutze gegen Luftströmungen. Die Schwingungen dürfen nur sehr klein sein (höchstens etwa $5^0$ nach jeder Seite). [Über die etwaige Reduktion der Schwingungsdauer auf unendlich kleine

Einflusses der Glieder mit $(x/L)^2$ in der
Stabes siehe ebenfalls das zitierte Lehrbu

Der absolute Wert der Horizontalko
Deutschland etwa 0,2 Gauss.

Genauere Tabellen s. Kap. „Erdmagn

**§ 26. Über die sogenannten „Po**
leitenden Paragraphen wurden die Wirku
nächst als von der Lage ihrer Enden oder
unter der Bezeichnung „Pole" je zwei Pu
man sich den ganzen Magnetismus konze
auch bei den anfangs betrachteten sehr
stellung zu guter Übereinstimmung mit
doch in § 19 demgegenüber darauf hinge
den „Polen" eines beliebigen Magneten
Es ist nicht möglich, die Wirkun
Außenraume durch die Wirkung zw

Es ist dagegen möglich, **inner**
das Feld eines Magneten durch
wählten Polpaares zu ersetzen:

I. Die Entfernung des betrachteten
gegen die halbe Länge $x_0$ des Magneten,
ist nach § 22, Gleichung (8), die Wirkung
Moment und durch die Richtung seiner

Der Magnet kann also in sehr gro
von beliebiger Stärke $m$ ersetzt werde
$x_0$ so gewählt wird, daß das Moment $2$
achteten Moment des wirklichen Magneten

II. Die Entfernung sei kleiner als im

Wir denken uns jetzt den wirklichen Magneten durc
Magneten ersetzt, der nur aus einem Polpaar besteht, von
und dem halben Polabstand $x'$ derart, daß

a) das Moment $M' = m'x' = M$, also gleich dem
beobachtungen in großer Entfernung ableitbaren Momen
Magneten,

b) $m'x'^3 = \Sigma\, m x^3$.

Da hier die beiden Größen $m'$ und $x'$ zwei Gleichungen
so sind sie beide vollständig bestimmt. Während also im
Falle I nur das Moment bestimmt war, bei freier Verfügu
stärke bzw. den Polabstand, sind hier beide Größen einde
gibt stets nur ein einziges Polpaar, das erstens dasselbe Mo
wirkliche Magnet und zweitens auch innerhalb einer Ent
Mitte des Magneten, die nicht kleiner ist als seine $1^1/_2$
1 Proz. genau dasselbe Feld liefert, wie der wirkliche Magn

Für ein derartiges Polpaar würde bei Beobachtung in
gelten:

$$H = \frac{2}{L^3}\left[M + \frac{4\, m' x'^3}{L^2}\right] = \frac{2\, M}{L^3}\left[1 + 2\frac{x'^2}{L^2}\right] = H_0 .$$

Beobachtet man nun etwa $H$ bei zwei verschiedenen
und $L'$ und sind die zugehörigen Ablenkungen $\varphi$ und $\varphi'$, s

$$H_0\, tg\, \varphi = \frac{2\, M}{L^3}\left[1 + 2\frac{x'^2}{L^2}\right] \cdot \;\cdot$$

$$H_0\, tg\, \varphi' = \frac{2\, M}{L'^3}\left[1 + \frac{2\, x'^2}{L'^2}\right] \cdot \;\cdot$$

woraus man erhält:

$$x'^2 = \frac{1}{2}\,\frac{L^2 L'^5 tg\, \varphi' - L'^2 L^5 tg\, \varphi}{L^5 tg\, \varphi - L'^5 tg\, \varphi'}$$

darauf hingewiesen, daß es derartige
ziehung für **beliebige** Entfernungen
Punkte des Raumes, die noch näher
stimmten Grenze entspricht, wird das
auch nicht annähernd mehr dargeste
$m'$ keineswegs etwa gleich der Gesamt
lich enthaltenen freien Magnetismus e

Eine bisweilen gegebene ander
der Schwerpunkte des + bzw. des
Pole als der Summe des gesamten
wenig Wert, da eine Möglichkeit
stens angenähert experimentell zu
besteht.

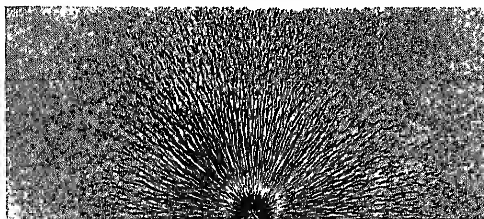
Zweites Kapitel.

# Theorie des magnetischen Kraftflu

§ 27. **Kraftröhren.** Die Kraftlinien stellen nicht des Feldes dar, sondern können bei geeigneter Anordnung zur geometrischen Veranschaulichung seiner Stärke diene

Wir betrachten zunächst das Feld in der Umgebung gleichförmig magnetisierten Nadel, deren anderer Pol so daß seine Einwirkung zu vernachlässigen ist, oder in abgel weise: das Feld eines einzelnen Poles. Die Kraftli sind dann nach allen Seiten gleichmäßig ausstrahlende Rad

Fig. 49.



beträgt. Da nun nach dem Coulomb
in der Entfernung $r$ den Wert

$$H =$$

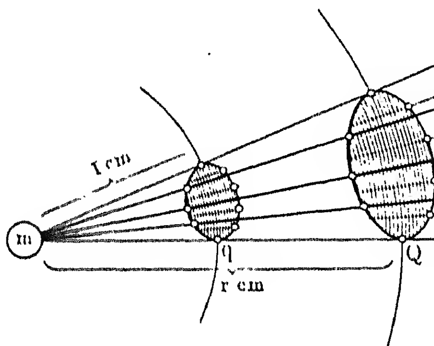
hat, so ist

$$Q =$$

Bilden wir die Röhren in gleicher
so wird jedes Quadratcentimeter der K
Röhren durchsetzt.

A. Zieht man also von einem
grenzte Röhren derart, daß alle

Fig. 50.




B. Die Anzahl der von einem
ist gleich $4\pi m$.

Das eben abgeleitete Resultat,
gleich der Zahl der durch $1\ \mathrm{cm}^2$ ge
„Dichte der Kraftröhren" ist, gilt

Fig. 24, nur daß hier $a$ nicht wie dort beliebig, sonder
bestimmt ist. In der nebenstehenden Fig. 51 sind
für jeden Pol nur je zwei Radien $r_1$ und $r_1'$ resp. $r_2$ und
man sich die ganze Figur um die Achse $NS$ gedreh
Radius einen Kegelmantel. Der Raum zwischen d
barten Kegelmänteln von $r_1$ und $r_1'$ kann als ein
rührende Kraftröhre betrachtet werden, wie sog
soll. Wie nämlich in § 15 (Gl. 4) gezeigt wurde, is
Stelle $A$ der Abstand $h_1$ der beiden Radien gegeben du

$$h_1 = a r_1^2 / R y;$$

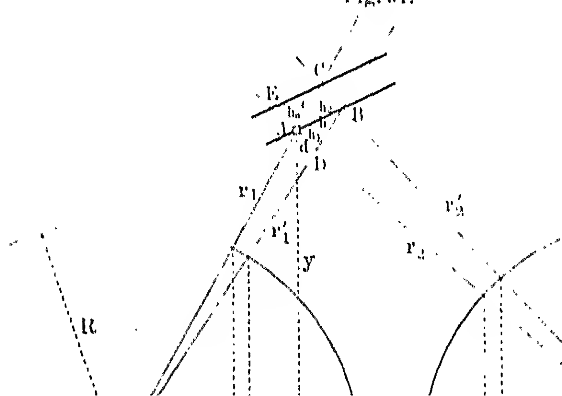
also wegen Gleichung (4):

$$h_1 = \frac{r_1^2}{2 \pi m y} \quad . \quad . \quad .$$

und ebenso auch:

$$h_2 = \frac{r_2^2}{2 \pi m y}.$$

Fig. 51.



Läßt man jetzt die Figur rotieren, s
zwischen den von $EC$ und $AB$ beschri
schnitt:

$$\underline{q_0} = 2\pi y h$$

In Worten:

C. Macht man in Fig. 24 die Za
Strahlen gleich $4\pi m$ und dreht die Fig
die Fläche zwischen je zwei re
Raum, der gleich einer Kraftröhr

**§ 28. Kraftröhrenverlauf bei bel
scher Satz; Quellen- und Wirbelfrei**
soll der allgemeine Beweis geführt wer
Magnete die Feldstärke überall durch
— Anzahl pro qcm) darstellbar ist,
+ Magnetismus $4\pi m$ Röhren ausgehe
tismus $4\pi m$ Röhren einmünden läßt [1].

Es seien eine Anzahl + Magnetis
und eine Anzahl — Mengen $m'_1$, $m'_2$, $m'_3$
sich um wirkliche Magnete handelt, na

$$m_1 + m_2 + m_3 + \ldots + m$$

sein.

Wenn wir längs irgend einer von
fortschreiten, so gelangen wir unbedingt
wir uns eine möglichst große Zahl so
Feldes aus gezogen, so können wir dad
mit Kraftröhren ausfüllen, die außerha
punkte besitzen. Man sagt dann:

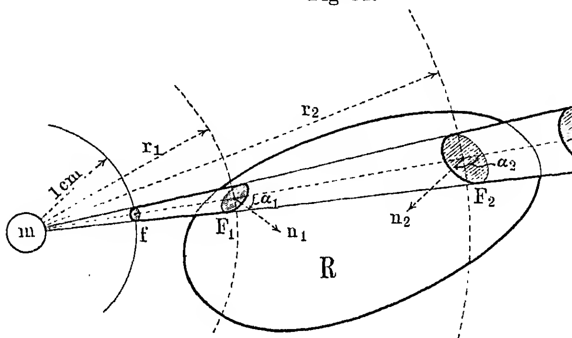
Die Kraftröhren erfüllen de
„quellenfrei".

Eine + Menge kann man auch als
Versel windung stell oder ls ne „S

Wir beweisen zunächst einen für die gesamte Theorie de
des Magnetismus sehr wichtigen mathematischen Hilfssatz,
Gaussschen Satz.

Sei (Fig. 52) eine Magnetismusmenge $m$ gegeben, die
Punkte konzentriert denken, und ein beliebiger geschlosse
$m$ nicht umschließt. Wir betrachten eine von $m$ ausgehen
aus einer Einheitskugel die kleine Fläche $f = 1/m$, und a
des Raumes $R$ die Flächen $F_1$ und $F_2$ herausschneidet. I
seien so klein, daß sie als eben betrachtet werden können:

Fig. 52.




ihnen Senkrechte $n_1$ und $n_2$ nach der Innenseite des Rau
der mittleren Richtung $H$ der Kraftröhre die Winkel $\alpha_1$ un
Die mittleren Entfernungen des Poles $m$ von $F_1$ und $F_2$
Dann ist $F_1 \cos \alpha_1$ gleich der Projektion von $F_1$ auf die
Kugel vom Radius $r_1$, d. h. gleich der Fläche, die die Röhre
vom Radius $r_1$ herausschneiden würde, somit:

$$F_1 \cos \alpha_1 / f = r_1^2 / 1$$

oder:

Hierbei ist $H_n$ **positiv** zu neh
wenn es nach **außen** gerichtet ist.

Befindet sich nicht eine einzelne
zahl von solchen außerhalb der gesch
rungsgemäß ihre Felder, es ist also d
gleich der Summe der einzelnen Nor
gilt auch jetzt noch.

Wir betrachten nunmehr den Fall,
**Raumes** $R$ liegt; dann treten sämtlic
**mal** durch die Fläche, und zwar von
ein stumpfer und für jede einzelne R

$$F . H . \cos \alpha =$$

ist. Ziehen wir sämtliche $4 \pi m$ von
diese die ganze Oberfläche bedeckt un

$$\Sigma \, (H_n F)$$

Liegen mehrere Mengen $m$ inner
sämtliche Felder zu einem Gesamtfeld

$$\Sigma (H_n . F) =$$

(Der Index $i$ an $m$ deute die Lage in

Sind außer den Mengen $m_i$ auch
vorhanden, so wird dadurch nichts
kann das Feld dann in zwei Teile zer
den $m_i$ herrührend, und es ist

$$\Sigma H_n F = \Sigma (H_n$$
$$= 0 -$$
$$= -4 \pi$$

Der in Gleichung (7) dargestellt

A. **Die Summe der sämtlic**

Somit ist nach Gleichung (5):

$$H_1 q_1 - H_2 q_2 = 0 \quad \text{oder} \quad H_1 q_1 = H$$

Wenn also an irgend einer Stelle der Röhre der (
oder $Hq = 1$ gemacht wird, dann gilt dies auch für
Stelle der Röhre.

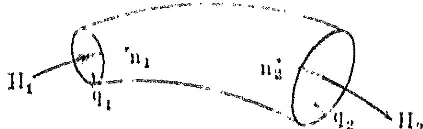
Es ist also tatsächlich möglich, außerhalb
quellenfreies System von Kraftröhren so zu zeic
ihr Querschnitt

$$q = 1/H \quad . \quad . \quad . \quad .$$

ist, d. h. daß die Zahl der durch 1 qcm senkrech
den Röhren gleich der Feldstärke ist.

Wir denken uns nunmehr die Querschnitte $q$ säm
beliebigen Feldes derart bemessen, daß Gl. (8) überal

Fig. 53. F




trachten einen geschlossenen Raum $R$ (Fig. 54); eine unter dem „Einfallswinkel" $\alpha$ in seine Oberfläche eindringende Röhre vom Querschnitt $q$ schneidet aus der Oberfläche ein Stück heraus:

$$F = q/\cos\alpha = 1/(H\cos\alpha) = 1/H_n$$

oder

$$F \,.\, H_n = 1 \quad . \quad . \quad .$$

Da durch $F$ eine Kraftröhre hindurchtritt, so tr
Oberfläche $1/F = H_n$ Röhren hindurch; in Worten:

B. Die Zahl der eine beliebig gelegene Fläch
setzenden Kraftröhren ist gleich der Kraftkom
zu dieser Fläche.

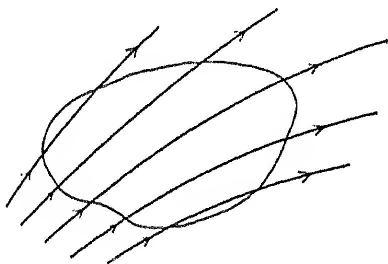
Summieren wir den Ausdruck $F \,.\, H_n$ über alle in d
den Röhren, d. h. über die ganze geschlossene Oberflä

gleich $1/H$ ist. Dabei ist es ganz gleich
verteilt ist.

Damit ist die am Anfange dieses
bewiesen.

Liegen innerhalb der betrachteten F
besagt Gleichung (10) einfach, daß jede i
auch irgendwo wieder austreten muß; de
jede austretende — gerechnet wird, so w

Fig. 55.



Umschließt ferner die betrachtete
(Fig. 56) vollständig, so ist nach § 19 ob

$$\Sigma m_i =$$

Also nach Gleichung (10) auch $N =$
| Ende des Magneten ausgeht, verläuft
($a$), oder wenn sie aus der Fläche heraust
die Fläche eintreten, bevor sie in das —

Liegt endlich die Fläche so, daß ein
Ende, zum Teil aus ihr herausragt (Fig

Wir bezeichnen die Richtungen der drei von einer Ec
Kanten mit $x$, $y$, $z$.

Sei $H$ das Feld an der Fläche (1) und $\alpha$ der Winkel z
$x$-Richtung. Die Zahl der in die Fläche (1), d. h. in
Röhren ist also nach Gleichung (9): $H_n = H \cos \alpha$
gegenüberliegenden Fläche (1′) ist das Feld ein wenig
kleine Zuwachs, den $H_x$ beim Fortschreiten um 1 cm in
fährt, werde durch $\delta_x(H_x)$ bezeichnet; ferner zeigt die
richtung dort nach $-x$. Also $H_n' = -[H_x + \delta_x(H_x$
drücke erhalten wir für die anderen beiden Flächenpaare

Wenden wir jetzt den Gaussschen Satz auf die gesa
unter der Voraussetzung, daß der Würfel keinerlei Magnet

$$0 = H_x - [H_x + \delta_x(H_x)] + H_y - [H_y + \delta_y(H_y)] + H_z$$

oder:

$$0 = \delta_x(H_x) + \delta_y(H_y) + \delta_z(H_z) .$$

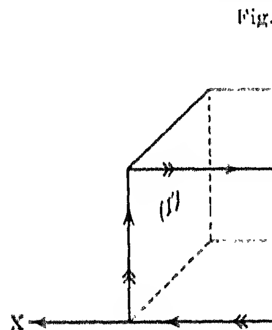
Enthält dagegen der betrachtete Raum freien Magnetism
pro ccm, so ergibt der Gausssche Satz:

$$4 \pi \varrho = \delta_x(H_x) + \delta_y(H_y) + \delta_z(H_z) .$$

Gleichung 11 drückt die „Quellenfreiheit" des magneti
halb der permanenten Magnete aus; denn der Ausdruck d
Gleichung (11) ist weiter nichts als der Überschuß der aus 1 ccm mehr heraus als herein tretenden Kraftröhren. Die Gleichung besagt wieder, daß im Felde, wo keine Magnete vorhanden, nirgends Kraftröhren entspringen oder verschwinden, also weder „Quellen" noch „Senken" des Kraftflusses vorhanden sind.

Einen weiteren Ausdruck für die räumliche Verteilung von $H$ können wir noch aus dem Gesetz der Erhaltung

Fig.



Röhre vorhanden, so würde e
leisten. Man bezeichnet dah
„Wirbelfreiheit“ des mag

**§ 29. Faraday-Maxw**
**Felde.** Nachdem durch das zu
tellen Methoden ein genauer Ü
schen Gesetzes und somit auch
über den allgemeinen Verlauf de
mehr die Vorstellungen betrachte
der magnetischen Kraftröhren geb
und Kraftröhren zunächst lediglich
anschaulichung des Feldverlaufs
day ihnen gleichsam physikalis
linien als Repräsentanten eines vor
raume zwischen den Magneten

Der Raum zwischen den Ma
Mittel (die Luft, oder beliebige an
Vakuum beobachtet wird, des
Zwangszustande befinden,
Körper; die beobachteten scheinb
eine Folge dieses Zwangszustande

Wir gelangen am besten zu
schen Anschauung, wenn wir uns
Magnetenden verbindenden Kraf
Gummischnüre ersetzt denken,
spreche (Fig. 59a).

Wenn wir allen diesen Schnü
sie das Bestreben haben, sich

Fig. 59a

Wir denken uns nun zunächst die Magnete festgehal Schnüre sich nicht ... zusammenziehen können. Sie sind da stande, sich ... zu ... denn betrachten wir eine gespannte Schnur, so wird diese das Bestreben haben, sich g und dadurch der ... zu nähern. Da dasselbe für a gleichem Abstande konzentrisch umgebenden Schnüre der F so üben alle auf die weiter innen gelegenen einen seitlichen und diese so weit komprimieren, daß der entstehende Gegen ihnen gerade das Gleichgewicht hält. Da aber auch die legenen Schnüre in ähnlicher Weise drücken, so erleidet j allseitigen Seitendruck, der sie in der Querrichtung zusamme sich schließlich ein Gleichgewichtszustand her, bei dem, so l festgehalten werden, sämtliche Schnüre unter dem Einfluss kenden Längsspannungen und Querdrucke im Gleichgew kleine nach außen weisende Doppelpfeile sind in der Figu angedeutet. Läßt man nun die Magnete los, so bewirken nungen eine Verkürzung der Schnüre und damit eine Magnete. In ganz ähnlicher Weise würden im Falle zw Pole (Fig. 37) die Querdrucke der jetzt parallel nebeneinan Schnüre eine Entfernung der Magnete voneinander bewirke

Faraday denkt sich nun, daß die Kraftröhren, ähn zum Vergleich herangezogenen Schnüre, Sitz einer L und eines Querdruckes sind, die Spannung der an den ansetzenden Kraftröhren soll die ungleichnamigen Pole eina Querdruck die gleichnamigen Pole voneinander entfernen; üb alle beobachtbaren Kräfte im magnetischen Felde der Spannungen und Drucke der Kraftröhren sein.

Was diese Anschauung zunächst wertvoll macht, ist Anschaulichkeit. Die Kraftröhren lassen sich ja durch versuch (§ 10) ohne viele Mühe sichtbar machen, und dann

§ 30. **Größe der Farad**
daß durch die Annahme einer gar
vorigen Paragraphen eingeführten
den Feldstärken andererseits in
Werte für die beobachtbaren Kräft
und soll für die Leser, die tiefer
§ 32 besonders geführt werden.
geeignet ausgewählte Spezialfälle z

Zunächst läßt sich allgemein
auch die Drucke den Quadrat
sein müssen:

Sei ein beliebiges System vo
zwischen zwei magnetischen Meng
$m_1 m_2$. Wenn man sich nun all
denkt, so werden dadurch die P
Es wachsen also alle Kräfte auf
stärken $H$ dagegen sind nur auf
denen der einzelnen Magnete addi
trische Verlauf der Kraftröhren u
überall die $n$-fache geworden ist,
überall die gleiche Richtung beh
und zwar notwendigerweise in d
mechanischen Kräfte, die ja vo
wachsen somit die Spannungen u
wenn die Feldstärken auf das $n$-fa

Bezeichnen wir die Zugspann
demnach

$$Z = k \,.\, H^2$$

wobei $k$ und $k'$ zwei noch unbesti

[illegible] dagegen tragen nichts zum Gl[illegible] [illegible] senkrecht zur Achse gerichtet si[illegible] [illegible]

[illegible] wieder die bereits früher [illegible] [illegible] von denen eine in der Fig. 60 [illegible] [illegible] mit der Mittelebene perspekti[illegible] [illegible] Krümmung von der Breite $d$ un[illegible] [illegible]

[illegible] des Ringes beträgt

$$[illegible]$$

[illegible] auf die Maxwellsche Konstruktion zeig[illegible] [illegible] des Winkels $\alpha$ von einem Ringe zum an[illegible]

Fig. [illegible]

A B M F

[illegible] die Radien [illegible] und $BS$, so [illegible]

$$DE$$

auch:

$$d =$$

Ferner ist

$$y = b\,tg$$

somit:

$$q = 2\pi y d =$$

Für die Spannung pro Quad
$Z = kH^2$; somit ist die gesamte S

$$Zq$$

oder, da nach Gleichung (3) $H =$

$$Zq$$

Die Gesamtkraft, die auf der g
also, wenn wir sämtliche Werte von

$$K = \Sigma(Zq) = k$$

Die Summe besteht aus $4\pi m$
wenn wir von der äußersten Röhre

$$1/4\pi m,\ 2/4\pi$$

Nehmen wir den gemeinsamen
demnach:

$$K = \frac{2\,km}{b^2(4\pi m)^3} \cdot [1^3 +$$

Der Wert der Summe ist bekan

Wir denken uns wieder wie früher das Feld in der I
schnitten und in der Schnittfläche überall Druckkräfte gle
Drucke, also gleich $H'^2 . k'$, angebracht, wobei jetzt $H'$ 
Punkte der Mittelebene zwischen den gleichnamigen Pole
deute nach wie vor das Feld zweier gleich gelegener u
ungleichnamiger Pole.

Die Einteilung der ganzen Ebene in Ringe geschehe
die einzelnen Ringe sind jetzt also nicht mehr die Quers
röhren. Die gesamte abstoßende Kraft zwischen den Po
Coulombschen Gesetz denselben numerischen Wert wie vor
also $K = m^2/4\,b^2$.

Die Summe aller Druckspannungen in der Mittelebene
das Gleichgewicht halten; denn die Zugspannungen kom
Betracht, da sie alle der Mittelebene parallel laufen. Es ist also:

$$K = \Sigma (D . q) = k' . \Sigma (H'^2 . q) \quad (13)$$

Wir setzen

$$H' = H . u \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

wo $u$ eine noch näher zu bestimmende Größe und $H$ die Feldstärke, die an dem betrachteten Punkte herrschen würde, wenn die P
wären.

Dann ist:

$$K = k' . \Sigma H^2 q u^2 \quad . \quad . \quad .$$

oder, nach Gleichung (3):

$$K = k' . \Sigma u^2/q \quad . \quad . \quad . \quad .$$

$u$ bestimmen wir folgendermaßen (Fig. 61): Die von jed
einem Punkte $A$ der Mittelebene ausgeübte Kraft fällt in
vom Pole aus gezogenen Radius und beträgt: $\pm m/r^2$. Bi

und

$$K = m^2 4 b^2$$

somit:

$$k' =$$

oder

$$D$$

B. Der senkrecht zu den ist also ebenso groß wie die p spannung.

## § 31. Faradaysche Spann homogenes Feld gebrachten Pol.

dayschen Anschauung in diesem Pa tigen Beispiele zeigen.

Unter „Richtigkeit“ ist hi rischen Ergebnisse mit den genommenen Spannungen wirkli diesem Sinne ist also auch die man sich auf die bloßen mechan sam bewegten magnetischen Kö kungen schnell veränderlicher Kapitel „Elektrische Schwingun „falsch“, während die Farad bleibt; das Anwendungsgebiet d

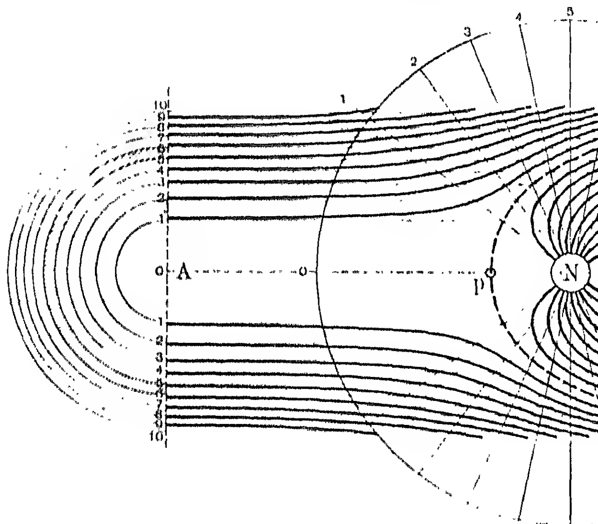
Schon oben im § 20 wurde Feldes, in dem die Kraftlinien p solches Feld nannten wir homoge nicht nur die Richtung der Kraft, selbe, da wegen der Parallelität Kraftröhre, und damit auch die d Feldstärke konstant bleiben muß.

Ist $H_0$ die Feldstärke, so muß der Querschnit
solchen Zylinderflächen eingeschlossenen Raumes (wie
der Figur zur Hälfte durch Schraffierung hervorgehobe
Es muß also von einem Kreise zum nächsten die Ges
um $1/H_0$ wachsen. Demnach ist für den $n$ten Ring:

$$r_n^2 = n/\pi H_0 \quad \text{und} \quad r_n = \sqrt{n/\pi$$

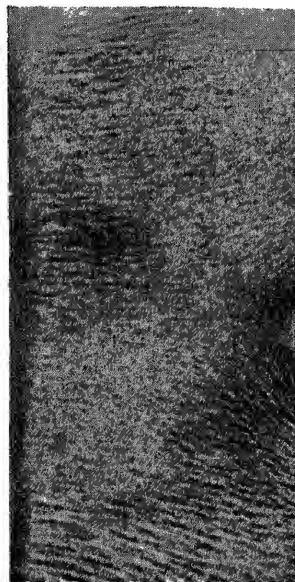
In der Figur hat der erste Ring 1 cm Radius [1]), es
genommen. Die folgenden Ringe haben die Halbmes
Die Längsschnitte der Kraftröhren in der Zeichnungse
Linien begrenzt, die im Abstande $r_1$, $r_2$, $r_3$ usw. von

Fig. 62.




Auf einen Punkt der Achse dieses Feldes bring

in der Nähe des Poles aus und l
wieder einander parallel; an ihre u
röhren getreten, die von dem Pole a
und den zur Seite geschobenen alt
Durchschnitt mit der Zeichnungsebe
ist. Man sieht sofort, daß die Sp
Röhren, die ja alle nach rechts um
und daß diese Wirkung durch de
gebogenen Kraftröhren des ursprün



31.
ung
aft-
uen
ren
utet
den
ird,
um-
ken

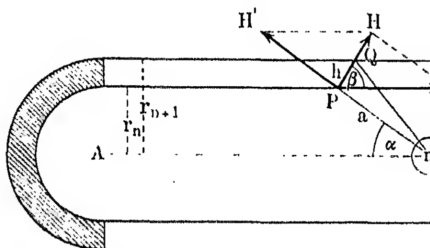


Zur Berechnung des Querdruckes betrachten
einzelne Röhre des Feldes $H_0$ zwischen den Radien $r_n$
Gleichung (1):

$$r_n^2 = n/\pi H_0 \quad . \quad . \quad .$$

Die gestrichelte Kurve der Fig. 62, von der $PQ$
Stück darstellt, verbindet die Schnittpunkte derjenigen

Fig. 64.




genen Feldes und des Polfeldes, die gleiche Ordnun
man $P$ mit $m$ verbindet, so ist demnach der Kosinus
zwischen $Pm$ und der Achse des Feldes:

$$\cos\alpha = 1 - n/2\pi m \quad . \quad .$$

Ist $Pm = a$, also $H' = m/a^2$ das vom Pole he
resultierende Feld, so ist:

$$H^2 = H_0^2 + H'^2 - 2 H_0 H' . \cos$$

Ferner ist:

$$1/a^2 = \sin^2\alpha/r_n^2 = (1 - \cos^2\alpha)\,\pi$$

Somit wird, wenn man für $\cos\alpha$ seinen Wert aus

$$H' = m/a^2 = H_0 (1 - n/4\pi m$$

Nun ist, wenn $4\pi m$ eine sehr große Zahl:

$$\Sigma n = 1 + 2 + 3 + \ldots + (4\pi m) = \frac{(4\pi m)^2}{2}$$

$$\Sigma n^2 = 1^2 + 2^2 + 3^2 + \ldots + (4\pi m)^2 = \frac{(4\pi m)^3}{3}.$$

In Gleichung (8) eingesetzt, gibt dies:

$$K_D = \frac{H_0}{8\pi}\left[8\pi m - 4\pi m\right] = \frac{m H_0}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Die gesamte auf den Pol wirkende Kraft beträgt somit:

$$K = K_Z + K_D = \frac{m H_0}{2} + \frac{m H_0}{2} = m H_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Wir sind also tatsächlich in Übereinstimmung mit unserer früheren Felddefinition, daß die Kraft auf einen in ein Feld $H_0$ eingeführten Pol $m$ gleich $m H_0$ sei.

**§ 32[1]). Beweis für das Gleichgewicht eines beliebigen Kraftröhrensystems unter dem Einflusse der Faraday-Maxwellschen Spannungen.** Es sei ein beliebig im Raum verlaufendes System von Kraftröhren gegeben, von dem wir weiter nichts voraussetzen, als daß es überall quellen- und wirbelfrei sei. Die mathematische Formulierung hierfür ist in den Gleichungen (11) und (12), § 28, gegeben. Ist $\delta_x(H_y)$ die Änderung, die die $y$-Komponente des Feldes beim Fortschreiten um 1 cm in der $x$-Richtung erfährt, und werden für die Änderungen der anderen Komponenten und in den anderen Fortschreitungsrichtungen entsprechende Bezeichnungen gewählt, dann gilt:

$$\delta_x(H_x) + \delta_y(H_y) + \delta_z(H_z) = 0 \;[\text{Gl. (11) des § 28}] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\left.\begin{aligned} \delta_y(H_z) - \delta_z(H_y) &= 0 \\ \delta_z(H_x) - \delta_x(H_z) &= 0 \\ \delta_x(H_y) - \delta_y(H_x) &= 0 \end{aligned}\right\} [\text{Gl. (12) des § 28}] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Es soll bewiesen werden, daß ein an beliebiger Stelle aus dem Raume herausgeschnittener Würfel unter dem Einfluß der an ihm angreifenden Faraday-Maxwellschen Spannungen im Gleichgewicht ist; wenn dies bewiesen ist, dann folgt auch das Gleichgewicht für das ganze Kraftröhrensystem, das man sich ja durch geeignete Schnitte in würfelförmige Teile zerlegt denken kann.

Für diese Spannungen hatten wir an speziellen Beispielen gefunden, daß sie bestehen:

a) Aus einer Zugspannung $Z$ längs der Kraftröhren,

b) Aus einer Druckspannung $D$ quer zu den Kraftröhren

und daß:

$$Z = D = \frac{H^2}{8\pi} \;(\text{s. § 30}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Der Würfel habe eine Seitenlänge von 1 cm (Fig. 65).

Es mögen die Kraftröhren an der zunächst allein betrachteten Fläche (1) des Würfels unter einem Winkel $\alpha$ eintreten. Ist $\alpha = 0$, so kommt nur die Zugspannung, ist $\alpha = 90^0$, so kommt nur die Druckspannung, bei beliebigem Winkel kommen also beide zur Wirkung. Es ist zunächst die Abhängigkeit der Gesamtkraft auf die Fläche von $\alpha$ zu bestimmen.

---

[1]) Dieser Paragraph kann beim Studium zunächst ausgelassen werden.

Von einem Punkte $A$ der Würfelfläche ziehe man eine beliebige sehr kleine Strecke $AM$ in Richtung von $H$, und ziehe von $M$ aus zwei Gerade $MB$ und $MC$, die aufeinander und auf $AM$ senkrecht stehen. Dann bildet $MABC$ ein kleines Tetraeder mit der Grundfläche $ABC = f$ und den Seitenflächen $MBC = f_1$, $MAC = f_2$, $MAB = f_3$. Alle drei Flächen stoßen in $M$ senkrecht zusammen.

Fig. 65.

Dann muß auch dieses Tetraeder unter dem Einfluß der Spannungen im Gleichgewicht sein; die Spannungen auf $f_1$, $f_2$ und $f_3$ können wir angeben, da $f_1 \perp H$ und $f_2$ und $f_3 \parallel H$ gelegen, und wir wegen der Kleinheit des Tetraeders an seinen vier Flächen $H$ als gleich und gleichgerichtet annehmen können.

Eine Senkrechte auf $f_1$, also $AM$ schließt mit der $x$-Richtung, d. h. mit einer Senkrechten auf $f$ den Winkel $\alpha$ ein. Dann ist auch der Kantenwinkel zwischen $f_1$ und $f$ an der Kante $BC$ gleich $\alpha$. Somit:

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= f \cos\alpha \text{ und ähnlich} \\ f_2 &= f \cos\beta \\ f_3 &= f \cos\gamma \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

$$\left.\begin{aligned} &\text{An } f_1 \text{ greift eine Zugkraft an: } K_1 = \frac{H^2}{8\pi} f_1 = \frac{H^2}{8\pi} f \cos\alpha \text{ in Richtung } AM \\ &\text{An } f_2 \text{ greift eine Druckkraft an: } K_2 = \frac{H^2}{8\pi} f_2 = \frac{H^2}{8\pi} f \cos\beta \text{ in Richtung } MB \\ &\text{An } f_3 \text{ greift eine Druckkraft an: } K_3 = \frac{H^2}{8\pi} f_3 = \frac{H^2}{8\pi} f \cos\gamma \text{ in Richtung } MC \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Addieren wir die $X$-Komponenten dieser drei Kräfte, so müssen sie gleich der negativ genommenen $X$-Komponente der an $f$ angreifenden Kraft sein, die wir mit $X_{(1)} . f$ bezeichnen wollen, wo $X_{(1)}$ die $X$-Komponente der gesamten an der Fläche (1) angreifenden Kraft bedeutet.

Wir erhalten die $X$-Komponenten von $K_1$, $K_2$, $K_3$ durch Multiplikation mit $\cos\alpha$, $-\cos\beta$, $-\cos\gamma$, so daß:

$$-X_{(1)} f = \frac{H^2}{8\pi} f \left[\cos^2\alpha - \cos^2\beta - \cos^2\gamma\right] \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

Nun ist $H^2 \cos^2\alpha = H_x^2$, $H^2 \cos^2\beta = H_y^2$ und $H^2 \cos^2\gamma = H_z^2$, also:

$$X_{(1)} = -\frac{1}{8\pi} \left[H_x^2 - H_y^2 - H_z^2\right] \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Die $Y$-Komponente der an $(f)$ angreifenden Kräfte wird:

$$\begin{aligned} -Y_{(1)} . f &= K_1 \cos(AM, y) + K_2 \cos(MB, y) + K_3 \cos(MC, y) \\ &= K_1 \cos(AM, y) - K_2 \cos(BM, y) - K_3 \cos(CM, y) \\ &= \frac{H^2 f}{8\pi} \left[\cos\alpha \cos(AM, y) - \cos\beta \cos(BM, y) - \cos\gamma \cos(CM, y)\right], \end{aligned}$$

da nun $\cos\alpha = \cos(AM, x)$, $\cos\beta = -\cos(BM, x)$, $\cos\gamma = -\cos(CM, x)$ und $AM \perp BM \perp CM$, so ist nach einem bekannten Satz der analytischen Geometrie:

$$\cos(AM, x) \cos(AM, y) + \cos(BM, x) . \cos(BM, y) + \cos(CM, x) . \cos(CM, y) = \cos(x, y) = 0$$

oder:

$$-\cos\beta . \cos(BM, y) - \cos\gamma . \cos(CM, y) = -\cos\alpha . \cos(AM, y) = -\cos(H, x) . \cos(H, y),$$

somit:

$$Y_{(1)} = -\frac{2}{8\pi} H_x H_y \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (8)$$

ähnlich erhält man

$$Z_{(1)} = -\frac{2}{8\pi} H_x H_z \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (9)$$

Bezeichnet man ferner von den anderen Flächenpaaren des Würfels mit:

(2) und (2') die Flächen $\perp y$
(3) „ (3') „ „ $\perp z$

so wird ähnlich:

$$X_{(2)} = Y_{(1)} = -\frac{2}{8\pi} H_x H_y \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (10)$$

$$X_{(3)} = Z_{(1)} = -\frac{2}{8\pi} H_x H_z \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (11)$$

$$Y_{(3)} = Z_{(2)} = -\frac{2}{8\pi} H_y H_z \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (12)$$

$$Y_{(2)} = -\frac{1}{8\pi} [H_y^2 - H_x^2 - H_z^2] \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (13)$$

$$Z_{(3)} = -\frac{1}{8\pi} [H_z^2 - H_x^2 - H_y^2] \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (14)$$

Im Gleichgewichtsfalle müssen nun sämtliche $X$ bzw. $Y$ bzw. $Z$ zusammen 0 ergeben. Wäre das Feld homogen, so würden an der Fläche (1') alle Komponenten von $H$ denen an (1) gleich sein, und da die Fläche dort nach der entgegengesetzten Richtung gewendet, so würde $X_{(1')} = -X_{(1)}$; sie würden sich also aufheben. Bei variablem Felde bleibt eine Differenz übrig, weil $X_{(1')}$ von $-X_{(1)}$ etwas verschieden. Wir setzen[1]):

$$X_{(1')} = -\{X_{(1)} + \delta_x X_{(1)}\}$$

also:

$$X_{(1)} + X_{(1')} = -\delta_x X_{(1)},$$

ebenso:

$$X_{(2)} + X_{(2')} = -\delta_y X_{(2)}$$

und

$$X_{(3)} + X_{(3')} = -\delta_z X_{(3)},$$

so daß die Gleichgewichtsbedingung lautet:

$$-\{\delta_x X_{(1)} + \delta_y X_{(2)} + \delta_z X_{(3)}\} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots (15)$$

sowie zwei entsprechende Gleichungen für $Y$ und $Z$.

Nun ist nach Gleichung (7):

$$-\delta_x X_{(1)} = \frac{1}{8\pi} [\delta_x H_x^2 - \delta_x H_y^2 - \delta_x H_z^2]$$

und

$$\delta_x H_x^2 = (H_x + \delta_x H_x)^2 - H_x^2 = 2 H_x . \delta_x H_x,$$

wenn man $(\delta_x H_x)^2$ als unendlich klein höherer Ordnung vernachlässigt. Ähnliches wird für die beiden anderen Glieder erhalten, und es wird:

$$-\delta_x X_{(1)} = \frac{2}{8\pi} [H_x . \delta_x H_x - H_y . \delta_x H_y - H_z . \delta_x H_z] \quad \ldots \ldots (16)$$

Es ist ferner:

$$-\delta_y X_{(2)} = \frac{2}{8\pi} \delta_y (H_x H_y) = \frac{2}{8\pi} \{(H_x + \delta_y H_x)(H_y + \delta_y H_y) - H_x H_y\}$$

oder unter Vernachlässigung von $\delta_y H_x . \delta_y H_y$

$$-\delta_y X_{(2)} = \frac{2}{8\pi} [H_x . \delta_y H_y + H_y . \delta_y H_x] \quad \ldots \ldots \ldots (17)$$

[1]) Im Folgenden bedeutet wieder das Zeichen $\delta_x$ vor einer Größe die Änderung dieser Größe beim Fortschreiten um 1 cm in der $x$-Richtung. Mit der Differentialrechnung vertraute Leser mögen statt dessen $\partial/\partial x$ schreiben.

i ebenso

$$-\partial_z X_{(3)} = \frac{2}{8\pi}[H_z \,.\, \partial_z H_x + H_x \,.\, \partial_z H_z] \quad \ldots \ldots \ldots \quad (18)$$

Addition von Gleichung (15) bis (17) ergibt:

$$\left.\begin{aligned} -\{\partial_x X_{(1)} + \partial_y X_{(2)} + \partial_z X_{(3)}\} = \frac{1}{4\pi}\{H_x[\partial_x H_x + \partial_y H_y + \partial_z H_z] \\ + H_y[\partial_y H_x - \partial_x H_y] + H_z[\partial_z H_x - \partial_x H_z]\} \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Nach den Gleichungen (1) und (2) sind aber die in eckige Klammern ein-chlossenen Größen gleich Null, somit ist Gleichung (15) erfüllt.

**Ein Kraftröhrensystem, das quellen- und wirbelfrei verteilt ist, ist also tatsächlich unter dem Einflusse der Faraday-Maxwellschen Spannungen im mechanischen Gleichgewicht.**

Nehmen wir jetzt an, der Würfel enthalte freien Magnetismus von der chte $\varrho$, d. h. es gehen von ihm, wenn er etwa Nordmagnetismus enthält, $4\pi\varrho$ aftlinien mehr aus als ein.

Die linke Seite der Gleichung (19) stellt die gesamte nach $X$ gerichtete Kraft auf den Würfel dar; da nun nach Gl. (11') in § 28:

$$\frac{1}{4\pi}[\partial_x H_x + \partial_y H_y + \partial_z H_z] = \varrho,$$

wird die $X$-Komponente der Kraft auf den Würfel:

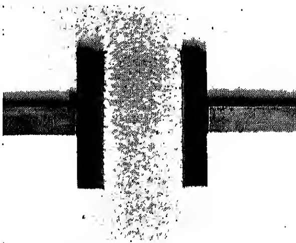
$$K_x = H_x \,.\, \varrho \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (20)$$

Wir erhalten also den früher als Definitionsgleichung für $H$ bzw. $\varrho$ be-tzten Wert für die Kraft auf eine Magnetismusmenge.

## § 33. Erzeugung eines homogenen Feldes.

Für Versuche zur experi-entellen Darstellung des Kraftlinienverlaufes durch Eisenpulver bei der

Fig. 66.



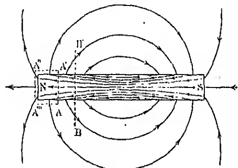
formation eines ursprünglich homogenen Feldes durch eingebrachte Magnete er Eisenstücke ist das Erdfeld nicht zu gebrauchen, weil seine Stärke zu ring ist. Ein genau homogenes Feld erhält man im Inneren einer vom ktrischen Strome durchflossenen länglichen Drahtspule (s. Kap. „Elektro-agnetismus"). Für qualitative Versuche ausreichend genau ist folgende

Methode: Man lege quer vor die einander zugekehrten ungleichnamigen Pole zweier kräftiger Stabmagnete (Fig. 66) zwei „Polschuhe" aus weichem Eisen, z. B. die bei der Aufbewahrungsart nach Fig. 8 verwendeten Anker. Bei geeigneter Wahl des Abstandes erhält man zwischen den Ankern ein nahezu homogenes Feld.

Die im folgenden abzuleitenden Gesetze über die Beeinflussung des homogenen Feldes durch eingebrachte Körper setzen stets voraus, daß in einiger Entfernung von den betreffenden Körpern der Feldverlauf ungestört geblieben sei. Will man also die Resultate praktisch prüfen, so achte man darauf, daß die betreffenden Stäbe, Scheiben, Ringe usw. aus weichem Eisen klein gegen den Abstand der das Feld begrenzenden Anker sein müssen. Das Feilspanbild Fig. 63 und auch die folgenden sind in einem derart erzeugten homogenen Felde erhalten.

**§ 34. Induktionsröhren in permanenten Magneten.** *NS* in Fig. 67 stelle einen Stabmagneten dar. Wir denken uns bei $AA'$ den Magneten durchschnitten; dann ist das links von der Schnittfläche befindliche Stück, wie früher gezeigt, ein vollständiger Magnet. In der alten Theorie bedeutet das, daß die Summe des freien Magnetismus in dem abgetrennten Stücke gleich Null, wie experimentell aus dem Fehlen einer verschiebenden Kraft im Erdfelde gefolgert wurde. In der Faradayschen Ausdrucksweise sagen wir, daß in das abgeschnittene Stück ebensoviel Kraftröhren ein-, wie austreten. Daß beide Aussagen identisch sind, folgt ohne weiteres aus dem Gaussschen Satze (§ 28), wenn wir diesen auf eine dicht um das abgeschnittene Stück herumgelegte Fläche $A'A''A'''A$ anwenden. Dann muß, wenn die Summe des in dieser Fläche eingeschlossenen Magnetismus Null ist, auch die algebraische Summe der eintretenden Kraftröhren Null sein, d. h. es müssen ebensoviele ein- wie austreten. Da aber an der ursprünglichen Oberfläche nur austretende Röhren vorhanden, so können an der Schnittfläche nur eintretende vorhanden sein, und zwar genau so viel, wie aus der Oberfläche austreten. Verschieben wir die Schnittfläche nach der Mitte hin, etwa bis $BB'$, so vermehrt sich die Zahl der durch sie tretenden Röhren um die Zahl der zwischen $AA'$ und $BB'$ aus der Oberfläche austretenden.

Fig. 67.




Wir gelangen zu der denkbar einfachsten Vorstellung dieses Verhaltens, wenn wir die durch eine irgendwo gelegene Schnittfläche tretenden Röhren auch schon vor Ausführung des Schnittes als vorhanden betrachten, und zwar so, daß sie die kontinuierliche Fortsetzung der im Außenraume verlaufenden Kraftröhren bilden.

Die Kraftröhren des Außenraumes bilden also zusammen mit ihren gedachten Ergänzungen im Innenraume des permanenten Magneten ein System in sich zurücklaufender geschlossener Röhren. Man bezeichnet

iese im Inneren des Magneten verlaufenden Röhren als „Induktions-
öhren". Wie groß die zu einer bestimmten Dichte der Induktionsröhren
ehörige mechanische Kraft auf einen im Inneren des Eisens beweglich ge-
achten Einheitspol ist, soll in § 38 gezeigt werden.

Die Annahme der das Innere des Magneten durchsetzenden Induktions-
öhren gibt eine unmittelbar anschauliche Darstellung des magnetischen
ustandes im Inneren des Körpers; ist $B$ die Dichte der Induktionsröhren an
rgend einer Stelle, oder wie man kurz sagt, die „Induktion", so besagt
ies einfach, daß ein sehr kurzer Teilmagnet von 1 cm² Querschnitt, den man
us dem gegebenen Magneten an der betrachteten Stelle ohne Änderung des
agnetischen Zustandes herausgeschnitten denkt, aus seiner einen Endfläche $B$
raftlinien pro Quadratcentimeter in die Luft austreten, in die andern eben-
oviel eintreten läßt.

## § 35. Die magnetische Influenz im Lichte der Kraftlinienvorstellung.

Vir machen zunächst folgenden Versuch (Fig. 68). Eine mit einem Teil-
reise versehene Probenadel $H$ (Taschen-
ompaß) sei in erster Hauptlage (s. § 22) zu
inem kräftigen Magnetstab $SN$ in solcher
ntfernung aufgestellt, daß die Nadel etwa
m 45° aus dem magnetischen Meridian ab-
elenkt wird. Bringen wir jetzt ein Bündel
isch ausgeglühter Eisendrähte (das Aus-
lühen soll etwaige Reste von remanentem
lagnetismus in den Drähten zerstören) zwi-
chen Nadel und Stab (Stellung $A$ in der
igur), so nimmt die Ablenkung der Nadel
u; dasselbe findet statt, wenn auch in
twas schwächerem Maße, wenn wir das
ündel in die Stellung $A'$ bringen. Bringen
ir das Bündel dagegen in die Stellung $C$
der $C'$, so beobachten wir eine Abnahme
er Ablenkung.

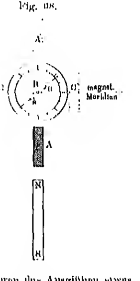


Fig. 68.

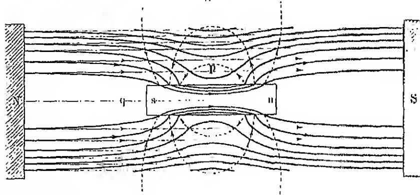
Der Versuch würde auch mit einem massiven Eisenstück, statt des Drahtbündels, gelingen, nur ist bei Anwendung des ersteren das Ausglühen etwas umständlicher.

Daten eines ausgeführten Versuches: Länge des Magnetstabes 40 cm. Abstand der Stabmitte von der Probenadel 80 cm. Länge der Probenadel 2 cm. Das Bündel bestand aus etwa 100 Drähten von 1 mm Durchmesser und 10 cm Länge. Durchmesser des Teilkreises 10 cm, also kürzester Abstand des Bündels von der Nadelmitte 5 cm. Anfängliche Ablenkung 45°. Die Änderung der Ablenkung in Stellung $A$ betrug + 10°, in Stellung $C$ dagegen − 5,5°. Nähert man das Bündel der Nadel von oben her (bei $B$), so erhält man zuerst eine Ablenkungsverminderung wie in $C$, dann aber, wenn man sich dicht über der Nadel befindet, eine starke Vermehrung; diese Komplikation rührt, wie leicht zu sehen, von einer Influenzwirkung der Nadel auf das Bündel her.

Der Versuch zeigt also, daß ein Eisenbündel oder ein Eisenstab, mit
einer Längsrichtung parallel den Kraftlinien eines magnetischen Feldes
elegt, das Feld in der Verlängerung seiner Achse verstärkt, seitlich dagegen

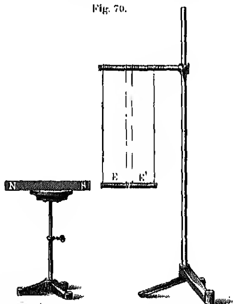
vermindert. Verfolgt man die Einwirkung des Eisens auf das Feld genauer, so erhält man schließlich für den Kraftlinienverlauf eines ursprünglich homogenen Feldes ein Bild, wie es Fig. 69 darstellt. Die dünn ausgezogenen Geraden stellen das ursprüngliche homogene Feld dar, das etwa von zwei einander gegenüberliegenden Polschuhen $N$ und $S$ ausgehe (vgl. § 33); die dick

Fig. 69.




ausgezogenen Kurven zeigen den durch das Einbringen des Eisens veränderten Feldverlauf. Die Bedeutung der gestrichelten Kurven wird im folgenden Paragraph erklärt werden. Die Kraftröhren des ursprünglich homogenen Feldes haben sich nach dem Eisen hin zusammengezogen; in der Verlängerung der Stabachse, bei $q$, sind sie dichter, das heißt das Feld ist stärker geworden, seitlich bei $p$ ist ihre Dichte geringer, das Feld also schwächer geworden.

Fig. 70.




Ein entsprechendes Feilspanbild zeigt Fig. 77a, auf S. 90.

Wir wollen nunmehr den Verlauf des Feldes im Inneren des Eisens betrachten. Zwei Eisenstäbe $E$ und $E'$ (Fig. 70) seien an je zwei Fäden hintereinander in etwa 2 mm Abstand aufgehängt. Nähern wir ihnen in Richtung ihrer verlängerten Achse einen kräftigen Magnetstab, so ziehen sie sich an und gelangen schließlich zur Berührung. Wenn wir uns nun den influenzierten Eisenstab in Fig. 69 an irgend einer Stelle durchschnitten denken, so müssen wir dasselbe Anziehungsphänomen zwischen seinen beiden

ilen erwarten. Wir haben also anzunehmen, daß in dem engen Schnitt
Feld existiere, dessen Kraftröhren von der einen Endfläche zur anderen
ergehen und durch ihre Längsspannung eine Annäherung der beiden
alen hervorzubringen suchen[1]. Durch eine genügend kleine, in den Spalt
eingebrachte Magnetnadel können wir dieses Feld tatsächlich nachweisen.
liegt nun nahe, sich dieses Feld auch im Inneren des unzerschnittenen
senstabes bereits existierend zu denken, genau wie wir es früher im Falle
es permanenten Magneten taten. Dann ist es aber am einfachsten, wenn
r die Röhren im Inneren als die Fortsetzung der an der Oberfläche endi-
nden Kraftröhren des äußeren Feldes ansehen. Wir denken uns also zu-
chst durch Ausprobieren innerhalb des ganzen Eisenstückes überall die
chtung bestimmt, in der wir einen Schnitt führen müssen, damit das Feld
dem entstehenden Spalte senkrecht zur Schnittfläche verläuft, und dann
Richtung dieses Feldes markiert. Dann ziehen wir Röhren durch das
sen, deren Richtung überall mit dieser Feldrichtung übereinstimmt, und
ren Querschnitt wir so wählen, daß die Endfläche einer Röhre an der
senoberfläche immer mit der Endfläche einer Kraftröhre im Außenraume
ereinstimmt.

Die so bestimmten Röhren bezeichnen wir wieder als „Induktions-
hren". In Fig. 69 sind sie bereits eingezeichnet.

Bei dieser Darstellungsweise finden also die Röhren des äußeren Feldes
dem störenden Eisenstücke nicht mehr ihr Ende, sondern laufen durch
s Eisen hindurch weiter, um an der anderen Seite wieder auszutreten.
lerdings haben sie im Eisen nicht mehr die Bedeutung, daß ihre Dichte
eich der Intensität der magnetischen Kraft ist. Die magnetische Kraft, d. h.
mechanische Kraft auf einen im Eisen beweglich gedachten Einheitspol, ist
ar auch hier noch der Dichte der Induktionslinien proportional, aber
r Proportionalitätsfaktor ist nicht mehr gleich 1 (s. § 38).

Betrachten wir nun in Fig. 69 das Bild der in das Eisen hineingezogenen
aft- bzw. Induktionsröhren, so gewinnen wir eine unmittelbar anschau-
he Vorstellung des ganzen Vorganges, wenn wir mit Faraday sagen:
„Das Eisen hat eine größere Durchlässigkeit für den mag-
tischen Kraftfluß als die Luft."

In dieser Ausdrucksweise liegt keinerlei Hypothese enthalten, es ist
chts gesagt, als was wir direkt beobachtet haben.

Der Vorgang ist ganz analog der Strömung einer Flüssigkeit in einem
Raume, der der Strömung an verschiedenen Stellen verschieden starken
Reibungswiderstand entgegensetzt. Denken wir uns das homogene Feld
durch einen Kanal ersetzt, der mit Schilf durchwachsen ist[2]), und an
Stelle des Eisenstabes eine vom Schilf befreite Stelle, so wird das Wasser
von den Seiten her nach dieser Stelle hin zusammenfließen; die Strömungs-
linien nehmen dann genau dieselbe Form an, wie die Kraft- und Induktions-
linien der Fig. 69. Ganz ähnliche Gesetze gelten auch für die Wärme-
leitung, wenn in einem schlecht leitenden Körper, etwa Holz, ein besser
leitender, z. B. ein Metallstab, eingebettet ist.

Durch diese Analogie darf man sich natürlich nicht verleiten lassen, in
den Kraftröhren wirklich etwas Strömendes anzunehmen. Die Analogie ist

[1]) Im Sinne der Fernwirkungstheorie sind es die ungleichnamigen, beiderseits
r Schnittfläche influenzierten Pole, die sich gegenseitig anziehen; vgl. § 3, Fig. 5.
[2]) Der Vergleich rührt von Lecher her. Man berücksichtige auch die Be-
rkung auf S. 54 über die Vorstellungen L. Eulers.

eine rein formelle; sie hat aber für uns den Nutzen, daß wir den Verlauf der magnetischen Kraft in einem durch Eisenmassen gestörten Felde auch dann finden können, wenn die *komplizierte Gestalt der Eisenmassen eine* Rechnung nicht zuläßt. Wir können dann rein nach dem Gefühl durch Vergleich mit der unserer sinnlichen Vorstellung viel geläufigeren Erscheinung einer strömenden Flüssigkeit den ungefähren Verlauf der magnetischen Kraftlinien angeben.

Von dieser gefühlsmäßigen Darstellung des Kraftlinienverlaufes wird namentlich in der Elektrotechnik, z. B. bei dem Bau von Dynamomaschinen, häufig Gebrauch gemacht.

**§ 36. Scheinbarer Magnetismus.** Wir können uns jetzt folgende Frage vorlegen: Wie müßte ein Magnetstab magnetisiert sein, wenn er, bei gleicher Gestalt wie das eingebrachte Eisenstück, mit dem homogenen Felde zusammen ein resultierendes Feld erzeugen soll, das mit dem vom Eisen deformierten Felde übereinstimmt? Die gestrichelten Kurven in Fig. 69 stellen den Verlauf der Kraftröhren eines solchen Magneten dar. Bildet man aus ihnen und den Röhren des homogenen Feldes die Resultierenden, so erhält man die Röhren des deformierten Feldes. (Die Kraftlinien des fingierten Magneten sind offenbar so zu ziehen, daß die Diagonalen in den von ihnen und den undeformierten Kraftlinien des Feldes gebildeten Vierecken die Kraftlinien des wirklichen Feldes bilden.)

Wir könnten uns also auch vorstellen, daß das Eisenstück, solange es sich im Felde befindet, tatsächlich ein Magnet ist, dessen Pole *s* und *n* die in der Figur angedeutete Lage haben; das deformierte Feld entstände dann durch Übereinanderlagerung des ursprünglichen Feldes mit dem des influenzierten Magneten. Das ist aber die Vorstellungsweise der alten (Fernwirkungs-) Theorie, deren wir uns ja anfangs (§ 8) auch bedient haben. Wir können diese bloß gedachten Magnetismusmengen als „scheinbaren" Magnetismus bezeichnen.

Man sieht auch hier, daß man in völlig konsequenter Weise die beobachteten Erscheinungen mittels beider Theorien deuten kann. Man sieht aber auch gerade an diesem Beispiel die größere begriffliche Einfachheit der Faradayschen Ausdrucksweise, die bloß mit den direkt zahlenmäßig meßbaren Größen, nämlich den Feldstärken bzw. den die Feldstärken sinnlich repräsentierenden Kraftröhren operiert, wogegen die Fernwirkungstheorie uns nötigt, erst eine bestimmte Verteilung von magnetischen Polen oder Magnetismusmengen zu konstruieren, aus denen wir dann erst durch Rechnung oder Konstruktion die allein beobachteten Feldstärken finden können.

**§ 37. Magnetische Permeabilität.** Untersucht man mittels der Feilspanmethode die etwaige Änderung, die ein magnetisches Feld durch Einbringung verschiedenartiger Körper erleidet, so findet man eine merkliche Änderung nur bei den drei Metallen Eisen, Nickel, Kobalt und bei gewissen Manganlegierungen [1].

Bei allen anderen Körpern ist eine Beeinflussung, wenn überhaupt, nur durch bedeutend empfindlichere Methoden nachzuweisen; da die hierzu nötigen großen Feldstärken nur durch Elektromagnete erzeugt werden

[1] Fr. Heusler, Verh. d. Deutsch. phys. Ges. 5, 219 u. 220 (1903). Siehe auch Faraday, Experim. Unters. 21, 2372; Ostwalds Klassiker Nr. 140.

non, so sollen auch die betreffenden Erscheinungen erst im Kap. „Elektro-
gnetismus" erörtert werden. Hier sei nur erwähnt, daß es sowohl Körper
, die sich qualitativ wie die oben genannten Metalle verhalten, die also
Kraftlinien zusammenziehen, und andere, die gerade umgekehrt die Kraft-
n auseinanderdrängen. Erstere nennt man „magnetisch" oder „para-
gnetisch", letztere „diamagnetisch".

Die letzte Bezeichnung stammt von Faraday[1]), der im Jahre 1845 den
magnetismus zuerst genauer untersuchte (siehe Kap. „Elektromagnetis-
")[2]). Die zu den paramagnetischen Substanzen gehörigen oben genannten
alle, die sich durch besonders auffällige Stärke ihrer paramagnetischen
enschaft auszeichnen, nennt man nach dem Vorschlage von H. du Bois[3])
h „ferromagnetisch" (*ferrum* = Eisen).

Im nächstfolgenden soll, um nicht immer den etwas unbequemen Aus-
ck „ferromagnetischer Körper" gebrauchen zu müssen, einfach vom
sen" als Repräsentant der ganzen Gruppe gesprochen werden.

In ein homogenes Feld von der Stärke $H$ werde ein Eisenstab hinein-
racht, dessen Länge aus später zu erörternden Gründen sehr groß gegen
en Durchmesser sei. Dann entsteht eine Veränderung des Feldverlaufes
wir haben im Inneren des Stabes eine „Induktion" vom Betrage $B$, die
ch die Zahl der im Eisen verlaufenden Induktionsröhren, dividiert durch
Querschnitt des Eisens, also durch die „Dichte" der Induktionsröhren,
essen wird.

Eine Möglichkeit experimenteller Messung von $B$ ergibt sich aus folgender Betrachtung. Der Eisenstab sei in der Mitte durchschnitten und die Enden so bearbeitet, daß sie genau ohne merklichen Zwischenraum aneinander passen. Denken wir uns nun zunächst noch einen äußerst dünnen Zwischenraum als vorhanden, dann herrscht in diesem, da die Kraftlinien die unmittelbaren Fortsetzungen der Induktionslinien bilden, ein Feld $H' = B$. Die Spannung längs dieser Kraftlinien ist $H'^2/8\pi = B^2/8\pi$. Multiplizieren wir diesen Betrag mit dem Querschnitt $q$ des Eisenstabes, so erhalten wir die gegenseitige Anziehung der beiden Stabhälften. Befestigen wir also die eine Stabhälfte vertikal, bringen die andere innerhalb des vertikal verlaufenden Feldes $H$ mit jener in Berührung und messen dann das Gewicht $P$ in Grammen, das gerade imstande ist, die beiden Hälften voneinander zu trennen (unter Zurechnung des Eigengewichtes der beweglichen Stabhälfte), so ist, wenn $g$ die Schwerebeschleunigung:

$$P . g = B^2 . q/8\pi$$

oder

$$B = \sqrt{8\pi P g / q}.$$

Über die tatsächliche Ausführung dieser Methode zur Bestimmung von $B$ s. Kap. „Elektromagnetismus".

Das Verhältnis:

$$\mu = B/H$$

t dann ein Maß für die Magnetisierbarkeit des Stabes. Wir können also
h die paramagnetischen Körper als diejenigen definieren, für die $\mu$ größer
1, die diamagnetischen als diejenigen, für die $\mu$ kleiner als 1. Für die

[1]) Experim. Unters. 20, 2149; Ostwalds Klassiker, Nr. 136.

[2]) Entdecker des Diamagnetismus ist A. Brugmans, der im Jahre 1778 die
stoßung des Wismuts durch einen Magneten beobachtete. (Erwähnt in Pogg.
n. 10, 293.)

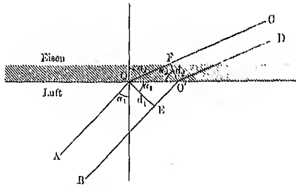
[3]) Wied. Ann. 46, 486 (1892).

ferromagnetischen Körper ist $\mu$ eine sehr große Zahl, während für alle anderen die Differenz gegen 1 außerordentlich klein ist.

Nach dem Vorschlage Lord Kelvins bezeichnet man die Größe $\mu$, die ja in der Faradayschen Vorstellung die „Durchlässigkeit für den magnetischen Kraftfluß" mißt, als die „magnetische Permeabilität" (*permeare* = hindurchwandern); (Faraday hatte den Namen „magnetische Leitfähigkeit" vorgeschlagen, der sich jedoch nicht eingebürgert hat).

§ 38. **Gesetze für den Verlauf der Induktionslinien.** Wir betrachten eine Kraftröhre (Fig. 71) von der Breite $OE = d_1$ und der Dicke (senkrecht zur Zeichnungsebene) von 1 cm; ihr Durchschnitt mit der Zeichnungsebene werde von den beiden Kraftlinien $AO$ und $BO'$ begrenzt. Die Kraftröhre falle auf die Grenzfläche zwischen Luft und Eisen oder

Fig. 71.




einem anderen paramagnetischen Material unter einem „Einfallswinkel" $\alpha_1$. Da $d_1$ gleich dem Querschnitt der Röhre in Quadratcentimetern ist, so ist:

$$d_1 = 1/H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Die Röhre findet ihre Fortsetzung in einer „Induktionsröhre" im Eisen, die wir so zeichnen, daß sie die direkte Fortsetzung der einfallenden Kraftröhre bildet. Ist also $\alpha_2$ der „Brechungswinkel", unter dem die Induktionsröhre im Eisen weiterläuft, und dessen Wert wir noch zu berechnen haben, so ist die Größe der „Induktion" im Eisen gegeben durch:

$$B = 1/d_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Nun ist aber:

$$d_2/d_1 = \cos\alpha_2/\cos\alpha_1 \text{ oder } d_2 = d_1 \,.\, \cos\alpha_2/\cos\alpha_1\,,$$

somit nach Gleichung (1) und (2):

$$B = H \,.\, \cos\alpha_1/\cos\alpha_2$$

oder

$$B \,.\, \cos\alpha_2 = H \,.\, \cos\alpha_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die beiden Seiten der Gleichung (3) sind aber weiter nichts, als die senkrecht zur Grenzfläche gerichteten Komponenten $B_n$ bzw. $H_n$. Die Gleichung (3) kann also auch so geschrieben werden:

$$\underline{B_n = H_n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3')$$

Worten:

A. Die zur Grenzfläche senkrechten Komponenten, die sogenannten „Normalkomponenten", der **Induktion** im Eisen und **Kraft** in der Luft sind einander gleich.

Eine Beziehung für die parallel der Grenzfläche gerichteten Komponenten, die sogenannten „Tangentialkomponenten", erhalten wir durch eine Anwendung des Gesetzes der Erhaltung der Energie.

Wir denken uns zu diesem Zwecke das Eisen in flüssigem Zustande befindlich.

Eine Eisenvitriollösung, die sich, wenn auch relativ schwach, so doch deutlich nachweisbar magnetisch verhält, würde eine experimentelle Realisierung der folgenden Betrachtung bei genügend feiner Messung zulassen; über das magnetische Verhalten von Eisenlösungen s. Kap. „Elektromagnetismus". Wir nehmen an, daß die für ein flüssiges Medium gefundenen Resultate auch für feste Medien gültig sind. Über die durch den „remanenten" Magnetismus bedingten Abweichungen siehe weiter unten § 39.

Es werde ein magnetischer Pol $m$, etwa das Ende einer sehr langen und dünnen magnetisierten Nadel, zuerst im Luftraume dicht an der Oberfläche entlang um 1 cm fortgeführt, dann in das Eisen eingetaucht und innerhalb des Eisens ebenfalls dicht an der Oberfläche um dieselbe Strecke zurückgeführt. Ist $H \sin \alpha_1$ die Tangentialkomponente der Kraft in Luft, so ist die längs 1 cm Weg geleistete Arbeit gleich $H . \sin \alpha_1 . m$.

Die Tangentialkomponente der Induktion ist $B . \sin \alpha_2$. Die im Eisen längs 1 cm Weg geleistete Arbeit können wir erst angeben, wenn wir wissen, welche mechanische Kraft die Induktion $B$ auf einen Pol $m$ in einem Medium von der Permeabilität $\mu$ ausübt. Das Energiegesetz verlangt aber jedenfalls, daß die gesamte Arbeit Null sein muß, wenn am Schlusse der Pol $m$ sich wieder in seiner Anfangsstellung befindet. Denn wäre ein Überschuß an Arbeit vorhanden, so wäre damit die Möglichkeit eines *perpetuum mobile* gegeben, da man ja nur dauernd den Pol in derselben geschlossenen Bahn herumzuführen brauchte, um ohne Ende Arbeit zu gewinnen. Wäre die Arbeit längs des geschlossenen Weges dagegen negativ, d. h. wäre bei der Rückführung gegen die Kraft im Eisen mehr Arbeit aufzuwenden, als beim Hinweg in Richtung der Kraft in Luft gewonnen ist, so brauchte man den Prozeß nur in umgekehrter Richtung vorzunehmen, um wieder Arbeit ohne Gegenleistung zu erhalten. Da beides dem Energiegesetz widerspricht, so folgern wir, daß die gesamte Arbeit Null oder daß die beim Rückweg aufgewandte gleich der beim Hinweg gewonnenen Arbeit ist.

Setzen wir somit für die einer Induktion $B$ entsprechende „magnetische Kraft" $H'$, d. h. die Kraft auf einen an den betreffenden Punkt gebrachten Einheitspol: $H' = k . B$, also die bei der Zurückführung aufgewandte Arbeit gleich $k . B . \sin \alpha_2 . m$, wo $k$ ein noch zu bestimmender Faktor, so muß sein:

$$H . \sin \alpha_1 . m = k . B \sin \alpha_2 . m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Den noch unbekannten Faktor $k$ ermitteln wir aus einem Spezialfall. Es sei das äußere Feld der Oberfläche parallel, also $\alpha_1 = 90^0$; dies ist z. B. für die mittleren Teile eines sehr langen Eisenstabes der Fall, der parallel den ursprünglichen Kraftlinien eines homogenen Feldes liegt. Dann ist auch im Eisen $B \cos \alpha_2 = 0$ [nach Gl. (3)]; somit $\alpha_2 = 90^0$, und $\sin \alpha_1 = \sin \alpha_2 = 1$.

Die Tangentialkomponenten sind dann gleich $H$ bzw. $B$ selbst. In diesem Falle haben wir aber in § 37 definiert:

$$B/H = \mu \quad \text{oder} \quad B = \mu \cdot H.$$

In Gl. (4) eingesetzt, ergibt dies:

$$H = k \cdot \mu \cdot H$$

oder

$$k = 1/\mu.$$

Daraus folgt:

$$\underline{H' = B/\mu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

In Worten:

B. **Die magnetische Kraft** $H'$ (d. h. die mechanische Kraft auf einen Einheitspol) **in einem Medium mit der Induktion** $B$ **ist gleich dem** $\mu$**-ten Teil der Induktion.**

An Stelle von Gl. (4) erhalten wir jetzt:

$$H \cdot \sin\alpha_1 = B/\mu \cdot \sin\alpha_2 = H' \sin\alpha_2 \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

oder

$$\underline{H_t = H'_t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6')$$

in Worten:

C. **Die Tangentialkomponenten der magnetischen Kraft sind beiderseits der Grenze gleich.**

Division der Gl. (6) in Gl. (3) ergibt das:

D. **„Brechungsgesetz der Induktionslinien"**:

$$\underline{tg\,\alpha_1 / tg\,\alpha_2 = 1/\mu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Den Übergang zwischen zwei Medien mit den Permeabilitäten $\mu_1$ und $\mu_2$, etwa zwischen einem Stück Eisen und einem Stück Nickel, kann man jetzt leicht berechnen, wenn man sich die beiden Medien zuerst durch einen engen Luftspalt getrennt denkt, den man schließlich zu Null zusammenschrumpfen läßt. Dann erhält man für die Normalkomponenten:

$$\underset{\text{(Medium 1)}}{B_1 \cos\alpha_1} = \underset{\text{(Luft)}}{H \cos\alpha}$$

und

$$\underset{\text{(Luft)}}{H \cos\alpha} = \underset{\text{(Medium 2)}}{B_2 \cos\alpha_2}$$

oder:

$$B_1 \cos\alpha_1 = B_2 \cos\alpha_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

oder:

$$\underline{B_{n,1} = B_{n,2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8')$$

d. h. stetigen Durchgang der **Normalkomponenten der Induktion** durch die Grenze.

Für die Tangentialkomponenten dagegen:

$$B_1 \sin\alpha_1/\mu_1 = B_2 \sin\alpha_2/\mu_2 \text{ oder } H_1 \sin\alpha_1 = H_2 \sin\alpha_2 \text{ oder } H_{t,1} = H_{t,2} \quad (9)$$

d. h. stetigen Grenzdurchgang der **Tangentialkomponenten der Kraft.** Endlich

$$\underline{\frac{tg\,\alpha_1}{tg\,\alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Setzt man in (8'), (9) und (10):

$$\mu_1 = 1; \quad \mu_2 = \mu,$$

so erhält man die früheren Grenzbedingungen zwischen Luft und einem anderen Medium.

Für Eisen liegt der Zahlenwert von $\mu$ (siehe § 45 und Kap. „Elektromagnetismus") zwischen etwa 100 und 2000; daraus folgt, daß selbst bei

r großem $\alpha_2$, also fast streifendem Verlauf im Eisen, dennoch $\alpha_1$ noch
r klein sein muß, daß also die Kraftlinien aus Luft in Eisen stets
t senkrecht einfallen[1]).

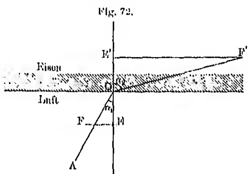


Fig. 72.

an betrachte die Feilspan-
der Fig. 66, 77a, 80, 81,
und 91 a.)

Aus Gl. (7) ergibt sich
gendes Verfahren zur Kon-
uktion der Richtung der
aft bzw. der Induktion an
Grenze zwischen Luft und
en:

Sei $AO$ (Fig. 72) die Kraft-
tung in Luft. Wir tragen
krecht zur Grenze beider-
s die beliebige Strecke $OE = OE'$ auf, und ziehen durch $E$ und $E'$
rallelen zur Grenze. Die Parallele durch $E$ schneide $AO$ in $F$. Dann
chen wir $E'F' = \mu \cdot EF$ und verbinden $O$ mit $F'$. $OF'$ ist dann die
htung der Induktion im Eisen.

**§ 39. Quellenfreiheit der Induktion, Wirbelfreiheit der Kraft. snahmestellung der permanenten Magnete.** Die oben gefundenen
ze über den Verlauf der Feldrichtung beim Übergang von einem Medium
ein anderes lassen sich noch in etwas anderer Weise formulieren. Der
z A [Gl. (3') und (8')], der die Gleichheit der Normalkomponenten
r Induktion auf beiden Seiten der Grenze aussprach, ist einfach eine
lge der Festsetzung, daß die Induktionsröhren so gezogen werden sollen,
ß sie an der Grenze direkt sich fortsetzen.

Es gibt also nirgends im Raume außerhalb der permanenten Magnete
fangs- oder Endpunkte der Induktionsröhren. Durch unsere Betrachtungen
§ 34 haben wir eine stetige Fortsetzung der Röhren auch durch das
nere der permanenten Magnete hindurch als zweckmäßig hingestellt, so
ß es auch in diesen keine Endpunkte gibt. Geht man deshalb längs einer
uktionsröhre immer weiter, so muß man, da ein Ende nirgends vor-
nden, schließlich entweder in unendliche Entfernung oder aber wieder an
Ausgangspunkt gelangen, d. h.:

A. Die **Induktionsröhren** sind in sich geschlossene Kurven;
e erfüllen also „quellenfrei" den ganzen Raum.

Es muß jedoch unbedingt ein Teil jeder Induktionsröhre im Innern
es permanenten Magneten[2]) verlaufen; denn wäre außerhalb eines
chen eine in sich geschlossene Röhre vorhanden, so würde ein längs ihr
rumgeführter Einheitspol sich überall in Richtung der Kraft bewegen und
würde auf dem geschlossenen Wege eine Arbeit gewonnen werden können;
es widerspricht aber dem Energiegesetz, da keine andere Änderung als
uivalent dieser Arbeit vorhanden ist. Mit anderen Worten:

[1]) Für $\mu = 500$ würde bei $\alpha_2 = 89^\circ$, also $tg\,\alpha_2 = 57{,}3$, der $tg\,\alpha_1 = \frac{57{,}3}{500} = 0{,}115$
n, dem entspricht $\alpha_1 = 6{,}5^\circ$.

[2]) Von elektromagnetischen Erscheinungen ist hier noch abgesehen.

B. Außerhalb der permanenten Magnete verlaufen die magnetischen Kraftröhren „wirbelfrei".

Die zweite Grenzbedingung [Gl. (6') und (9)], daß die Tangentialkomponenten an der Grenze zweier Medien beiderseits gleich sind, ist der Ausdruck für die Wirbelfreiheit der Kraft auch an der Grenze.

Für permanente Magnete dagegen ist diese Bedingung offenbar nicht gültig; bereits das schematische Bild des Feldverlaufes in einem permanenten Magneten (Fig. 67) zeigt an der Grenze gegen Luft beiderseits entgegengesetzte Feldrichtung, so daß sich dort eine „Wirbelstelle" nicht bloß für die Induktion, sondern auch für die Kraft befindet.

Da das Vorhandensein derartiger Wirbelstellen in einem flüssigen Medium, wie oben gezeigt, gegen das Energiegesetz verstoßen würde, so müssen wir jedenfalls den Schluß ziehen, daß die Möglichkeit des permanenten Magnetismus an den festen Zustand geknüpft ist. Die permanenten Magnete haben also eine Art Ausnahmestellung, und die Schlüsse, die im folgenden aus den gefundenen allgemeinen Gesetzen des Induktionsflusses gezogen werden, haben für sie nur beschränkte Geltung. Eine ganz einwandfreie Behandlung des permanenten Magnetismus ist nur mittels spezieller Hilfsannahmen möglich (siehe auch Kap. „Elektromagnetismus").

## § 40. Faradaysche Spannungen im paramagnetischen Medium.

Von dem + Ende eines in Luft befindlichen als „ideal hart[1]", d. h. absolut unveränderlich angenommenen Stahlmagneten möge eine bestimmte Anzahl $N$ Kraftröhren ausgehen. Denken wir uns jetzt den Magneten von einem Medium mit der Permeabilität $\mu$ umgeben, doch so, daß zunächst noch eine dünne Lufthülle beide voneinander trennt, so wird die Zahl der Kraftröhren, die vom Magneten ausgehend diese Lufthülle durchsetzen, noch immer gleich $N$ sein. Da die Kraftröhren sich aber in dem umgebenden Medium unmittelbar als Induktionsröhren fortsetzen, so ist auch deren Zahl gleich $N$. Dies bleibt aber auch noch der Fall, wenn wir jetzt die Lufthülle zwischen dem Magneten und dem umgebenden Medium immer dünner werden lassen, bis sie auf Null zusammenschrumpft. Wir erhalten also das Resultat:

A. Die Anzahl der Induktionsröhren, die von einem permanenten Magneten ausgeht, ist unabhängig von der Natur des den Magneten umgebenden Mediums.

Denken wir uns nunmehr zwei Magnete in gegebener gegenseitiger Lage, das eine Mal in Luft, das andere Mal in einem Medium $\mu$. Die Verteilung der Induktionsröhren ist, wenn das Medium sich bis in große Entfernungen erstreckt, notwendigerweise dieselbe geblieben, da ihre Zahl sich nicht verändert hat. Die Feldstärke $H'$, die einer der Magnete am Orte des anderen erzeugt, ist somit, wenn sie in Luft gleich $H$ war, nunmehr, da $B$ ebenso groß ist, wie vorher $H$ war, nach Gl. (5) des § 38:

$$H' = B/\mu = H/\mu \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

in Worten:

B. Die Kraftwirkung zwischen zwei Magneten ist in einem paramagnetischen Medium $\mu$-mal kleiner als in Luft.

---

[1] H. Hertz, Ges. Schriften 2, 240.

**§ 41. Spannungen an der Grenze zweier Medien; Kräfte auf** **...renzierte Körper**[1]. Wir betrachten zuerst einen Punkt der Oberfläche ...o der Mitte eines langen Eisenstabes, dessen Achse parallel der Richtung ...s ursprünglich homogenen Feldes $H_0$ liege. Das Eisenstück zieht einen ... der Kraftröhren in sich hinein; denn der Querdruck von außen beträgt ...änglich $H_0^2/8\pi$, er würde dagegen von innen, wenn das Feld unverändert ...be, also $B = H_0$ wäre, nur $B^2/8\pi\mu = H_0^2/8\pi\mu$ betragen. Wir können ... erwarten, daß die Kraftröhren sich in Richtung des wirkenden Über-...ckes, d. h. in das Eisen hinein in Bewegung setzen, bis ein Gleichgewichts-...tand erreicht ist.

Da in der Nähe der Mitte das Feld der Oberfläche parallel verläuft, so ...d nach § 38, Gl. (6) und (6') im Gleichgewichtszustande $B = \mu . H$, wo ...das durch die Verschiebung der Röhren modifizierte äußere Feld un-...elbar an der Grenze bedeutet. Somit beträgt jetzt:

Der Druck von außen $H^2/8\pi$.

Der Druck von innen $B^2/8\pi\mu = H^2\mu/8\pi$.

Es besteht also, da $\mu > 1$, im Gleichgewichtszustande ein Überdruck ... innen gleich der Differenz beider Drucke, d. h. gleich

$$H^2(\mu - 1)/8\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

...d die Kraftröhren haben sich zuletzt trotz des entstandenen inneren Über-...ckes weiter bewegt. Wir müssen deshalb zur Erklärung dieser Bewegung ...ere Vorstellungen noch dadurch ergänzen, daß wir eine *gegenseitige* ...*ziehung zwischen Kraftröhren und Eisen*, dort, wo sie aneinander-...nzen, annehmen, deren Betrag die Wirkung des Überdruckes gerade ...pensiert. Der Ausdruck (1) stellt also die Anziehung dar, die das Eisen ... die *unmittelbar benachbarte Kraftröhre* ausübt. (Man kann sich ...e Einwirkung durch das Bild der Kohäsion zwischen einem festen Körper ...d einer angrenzenden Flüssigkeit klar machen, ohne daß jedoch damit eine

[1] Der experimentelle Nachweis der im folgenden behandelten Gesetze gelingt ...n Teil nur mit Hilfe der sehr starken Felder, die man mittels Elektromagneten ...ugen kann; die entsprechenden Versuche sollen im Kap. „Elektromagnetismus" ...chrieben, die Gleichungen aber des Zusammenhanges wegen schon hier ab-...eitet werden.

physikalische Verwandtschaft zwischen beiden Erscheinungsgruppen behauptet sein soll.)

Dann müssen aber nach dem Newtonschen Axiom der Gleichheit von Wirkung und Gegenwirkung (Bd. I, § 39) auch die Kraftröhren eine gleich große Kraft auf das Eisen ausüben, so daß wir den Satz erhalten:

A. Auf jeden Quadratcentimeter einer parallel zum Felde gelegenen Oberfläche eines in Luft oder im Vakuum befindlichen Körpers von der Permeabilität $\mu$ wirkt eine senkrecht nach außen gerichtete Kraft

$$H^2(\mu - 1)/8\pi.$$

Betrachten wir zweitens die Mitte des Stirnendes des Eisenstabes, dort, wo die Kraftröhren senkrecht zur Oberfläche eintreten, so gilt dort nach Gl. (3'), § 38: $B = H$. Es wirkt also:

Ein Zug nach außen $H^2/8\pi$.

Ein Zug nach innen $B^2/8\pi\mu = H^2/8\pi\mu$.

Somit besteht ein Überschuß von Zugkraft nach außen, der als Kraftwirkung auf das Eisen zum Ausdruck kommt, im Betrage von:

$$\frac{H^2}{8\pi} \cdot \frac{\mu - 1}{\mu} \quad \text{. . . . . . . . . .} \quad (2)$$

Wir betrachten drittens einen beliebigen Punkt der Grenzfläche, an dem die Kraftlinien schief einfallen; die Einfallsebene werde zur Zeichnungsebene (Fig. 73) gemacht, $OO' = 1$ cm sei ein Teil des Schnittes der Grenze mit der Zeichnungsebene. Wir ziehen von $O$ und $O'$ beiderseits Gerade in Richtung von $H$ und $B$, und $OA_1 = d_1$ senkrecht zu $H$, $O'A_2 = d_2$ senkrecht zu $B$. Da $OO' = 1$, so ist

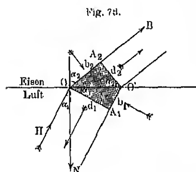


Fig. 73.

$$d_1 = \cos\alpha_1 \quad d_2 = \cos\alpha_2$$
$$b_1 = \sin\alpha_1 \quad b_2 = \sin\alpha_2.$$

Denken wir uns die ganze Figur senkrecht zur Zeichnungsebene um 1 cm verschoben, so beschreibt $OO'$ eine Fläche von 1 qcm auf der Grenzfläche. Das ganze schraffierte Viereck beschreibt ein Prisma, an dessen Flächen Zug- und Druckspannungen angreifen, die man ohne weiteres angeben kann, da die Flächen teils parallel, teils senkrecht zur Kraftrichtung stehen. Soll das ganze Prisma, das wir uns nach Anbringung der berechneten Spannungen herausgeschnitten denken können, im Gleichgewicht sein, so muß die Resultante der an seiner Oberfläche angreifenden Spannungen gleich der Kraft sein, die an der von $OO'$ beschriebenen Fläche von 1 qcm angreift. Die Richtungen der einzelnen Kräfte sind durch die Pfeile angegeben; ihre Beträge sind gleich den jeweiligen Maxwellschen Spannungen, multipliziert mit der Größe der Flächen, d. h. mit $d_1 = \cos\alpha_1$ usw.

Die Kräfte und ihre Komponenten nach $OO'$ (Tangentialkomponenten) und nach $ON$ (Normalkomponenten) sind in folgender Tabelle zusammengestellt:

Angriffsfläche:

| $a_1$ | $b_1$ | $a_2$ | $b_2$ |
|---|---|---|---|
| | Kraft in Pfeilrichtung: | | |
| $\cos\alpha_1$ | $\frac{H^2}{8\pi}\sin\alpha_1$ | $\frac{B^2}{8\pi\mu}\cos\alpha_2$ | $\frac{B^2}{8\pi\mu}\sin\alpha_2$ |
| | Tangentialkomponente: | | |
| $s\alpha_1 \sin\alpha_1$ | $-\frac{H^2}{8\pi}\sin\alpha_1\cos\alpha_1$ | $\frac{B^2}{8\pi\mu}\cos\alpha_2\sin\alpha_2$ | $\frac{B^2}{8\pi\mu}\sin\alpha_2\cos\alpha_2$ |
| | Normalkomponente: | | |
| $\cos^2\alpha_1$ | $-\frac{H^2}{8\pi}\sin^2\alpha_1$ | $-\frac{B^2}{8\pi\mu}\cos^2\alpha_2$ | $\frac{B^2}{8\pi\mu}\sin^2\alpha_2$ |

rücksichtigt man nun, daß nach § 33, Gl. (3) und (6) gilt:

$$B.\cos\alpha_2 = H.\cos\alpha_1 = H_n \text{ und } B.\sin\alpha_2 = \mu.H_t$$

t man für die Summen der zusammengehörigen Komponenten, d. h. an 1 qcm der Grenze angreifenden Kräfte die Werte:

$$\text{Tangentialkraft} = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

rmalkraft (vom Eisen in die Luft als positiv gerechnet):

$$N = \frac{H_n^2}{8\pi}\frac{\mu - 1}{\mu} + \frac{H_t^2}{8\pi}(\mu - 1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Gl. (4) sind die beiden Ausdrücke 1 und 2 als Spezialfälle enthalten. diert man die durch Gl. (4) ausgedrückte Kraft über die gesamte he eines Körpers, so erhält man dadurch die beobachtbare mecha- Kraft, d. h. diejenige Kraft, die die alte Theorie als eine Anziehung stoßung in die Ferne zwischen den permanenten und den influen- Polen auffaßte. Weiteres hierüber s. § 43.

Mechanismus der magnetischen Influenz stellt sich jetzt also wie r:

rch das Einbringen eines Eisenstückes wird das bis dahin bestehende wicht der Kraftröhren gestört, denn erstens sind im Eisen bei Dichte der Röhren die Spannungen $\mu$-mal kleiner, wodurch ein ck von außen entsteht; zweitens wirkt an der Grenze eine Anziehung ns auf die unmittelbar benachbarte Röhre. Die Röhren müssen sich en wirkenden Kräften folgend, in Bewegung setzen, bis ein Gleich- zustand eintritt, der dann erreicht ist, wenn die Anziehung seitens ns durch den inneren Überdruck gerade kompensiert wird. Da die h übrig bleibende Kraft zwischen den Kraftröhren und dem Eisen- f der Oberfläche senkrecht steht [Gl. (3)], so müssen wir offenbar in tung parallel der Grenze den Kraftröhren völlig freie Beweglichkeit ben. Sie gleiten so lange an der Grenze entlang bzw. ändern ihre tige Neigung so lange, bis die Tangentialkraft, die ihre Seiten- g unterhielt, gleich Null wird.

Es sei auch an dieser Stelle nochmals betont, daß der oben beschriebene chanismus weiter nichts ist als ein Bild; wir wissen von diesem Bilde, ß es die bereits bekannten Erscheinungen richtig darstellt, und werden ch finden, daß es alle weiteren Erscheinungen richtig vorauszusagen mittel; in diesem Sinne ist das Bild richtig. Es ist aber keineswegs

gesagt, daß der dargestellte Mechanismus mit den wirklichen Vorgängen im Magnetfelde irgend eine Ähnlichkeit hat. Man denke an die Gesetze der Wärmeleitung, die man ganz nach Analogie der Strömung einer Flüssigkeit behandelt, ohne im geringsten daran zu denken, daß die Wärme wirklich eine Flüssigkeit sei. Weiter unten (§ 45) wird übrigens noch näher auf die molekularen Vorgänge bei der magnetischen Influenz eingegangen werden, wobei das Bild in seiner feineren Struktur etwas modifiziert werden, in seinen Grundzügen aber völlig erhalten bleiben wird.

Die bisher gewonnenen Kenntnisse über die Influenz setzen uns instand, zwei Probleme, die für die experimentelle Forschung wichtig sind, wenn auch nicht in jedem Falle vollständig zu lösen, so doch in ihren allgemeinen Zügen zu erkennen. Das erste ist die Frage nach der Kraftlinienverteilung, die in einem Stück Eisen von gegebener Gestalt entsteht, wenn wir es in ein ursprünglich homogenes Feld $H_0$ hineinbringen; wir wollen es als das „Magnetisierungsproblem" bezeichnen und im folgenden § 42 behandeln. Das zweite Problem, welches die Lösung des ersten voraussetzt, betrifft die Frage nach den Kräften, die von dem deformierten Felde auf das Eisenstück ausgeübt werden. Dieses soll im § 43 untersucht werden. Dabei gilt alles, was im folgenden von der Wirkung auf ein Stück Eisen gesagt wird, natürlich ganz ebenso für jeden beliebigen anderen Körper, dessen Permeabilität $\mu$ von derjenigen der Luft oder des Vakuums abweicht.

**§ 42. Das Magnetisierungsproblem; homogene Magnetisierung.** Betrachtet man den Kraftlinienverlauf in der Umgebung eines influenzierten zylindrischen Eisenstabes mit gerade abgeschnittenen Enden, wie er in Fig. 69 dargestellt ist, so sieht man ohne weiteres, daß im Innern des Eisens die Linien unmöglich geradlinig sein können. Denn sie müssen sich nach außen in die von allen Seiten her zusammengebogenen Kraftlinien des äußeren Feldes fortsetzen. Da diese aber notwendigerweise schief einfallen, so müssen nach dem Brechungsgesetz auch im Innern die Linien sich schief zur Grenze fortsetzen. In Fig. 69 ist der Verlauf bereits dementsprechend gezeichnet. Aus der Symmetrie des Ganzen folgt, daß der Winkel beim Eintritt gleich dem beim Austritt ist, während in der Mitte des Eisenstückes die Linien der Achse parallel laufen. Dadurch ist aber, wie ein Blick auf die Figur ohne weiteres zeigt, bedingt, daß in der Mitte die Linien dichter verlaufen als in der Nähe der Enden. Feldstärke und Induktion sind also im Innern des Eisens im allgemeinen *inhomogen*; in Fig. 69 ist die Induktion in der Mitte stärker als an den Enden.

Für Meßzwecke ist es nun erwünscht, das zu untersuchende Eisenstück so zu gestalten, daß es in einem homogenen Felde auch homogen magnetisiert wird, d. h. daß die Induktionsröhren im Innern geradlinig und dem ursprünglichen Felde parallel verlaufen. Man sieht leicht ein, daß man zur Erreichung dieses Zweckes die Enden des Eisenstückes in geeigneter Weise abrunden muß, derart, daß die nach dem Brechungsgesetz gezeichnete innere Fortsetzung der schief zur Achse einfallenden Kraftlinien parallel der Achse verläuft.

Die Theorie, die durchaus die Anwendung höherer mathematischer Methoden verlangt, zeigt, daß ein diese Bedingung erfüllender Längsschnitt des Körpers die Gestalt einer „Ellipse" haben muß. Der Körper selbst hat dann die Gestalt eines „Rotationsellipsoides", das entsteht, wenn man sich den Längsschnitt um eine Achse der Ellipse gedreht denkt. Fig. 74 zeigt den Verlauf der Induktion für ein „verlängertes", Fig. 75 für ein „abgeplattetes"

lipsoid. Fig. 76 endlich für den Fall, daß Längs- und Querdurchmesser einnder gleich sind, d. h. für eine Kugel. Man sieht bereits an den Figuren,

Fig. 74.

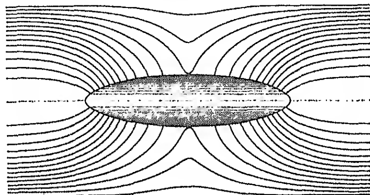


Fig. 75.

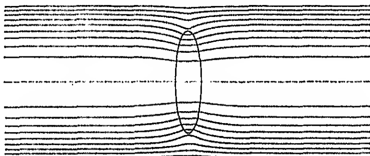
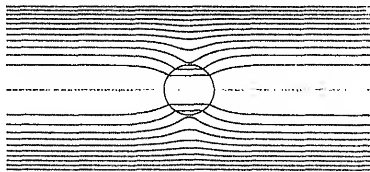


Fig. 76.



aß die Zusammenziehung der Kraftröhren, somit auch die Stärke der Inuktion in hohem Maße von der Gestalt des Ellipsoides abhängt. Das verngerte Ellipsoid ist sehr stark magnetisiert, die Kugel viel weniger, währendas abgeplattete den Kraftverlauf überhaupt nur ganz wenig alteriert hat.

Qualitativ ganz ähnlich ist der äußere Verlauf des Feldes auch für ein längliches zylindrisches Eisenstück. Steht seine Längsachse parallel dem Felde, so zieht es viel mehr Kraftröhren in sich hinein als bei Querstellung (Fig. 77a u. 77b).

Fig. 77a.

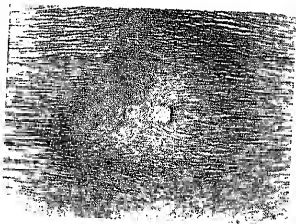
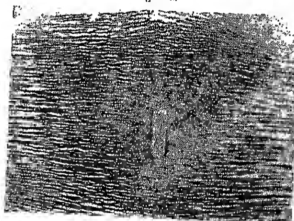


Fig. 77b.



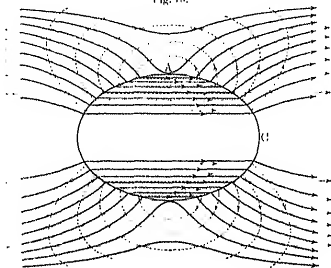
Die geschilderte Abhängigkeit der Induktion von der Gestalt folgt theoretisch daraus, daß für einen Punkt $A$ (Fig. 78) am Rande der Mittelebene des Eisenstückes wegen der Stetigkeit der Tangentialkomponenten $B = \mu . H'_A$ sein muß, wo $H'_A$ das durch das Eisen veränderte Feld im Punkte $A$ ist. In welchem Maße aber das Feld verändert worden ist, hängt wiederum von der Induktion selbst ab. In jedem Falle ist, da ja die Linien des äußeren Feldes sich zum Teil ins Eisen hineingezogen haben, $H'_A$ kleiner als das ursprüngliche Feld $H_0$. Es ist also auch $B$ kleiner als $\mu . H_0$. Nur wenn der Körper sehr lang ist, wird, wie sich zeigen wird, nahezu $H'_A = H_0$ und $B = \mu . H_0$.

Über die Art des Gestaltseinflusses können wir in folgender Weise Aufschluß erhalten (Fig. 78):

Wir denken uns das Eisenellipsoid durch einen gleichgestalteten fingierten Magneten ersetzt, dessen Induktionsröhren $B''$ im Innern und Kraft-

hren $H''$ im Außenraume so verlaufen, daß sie mit den Röhren des ursprünglichen Feldes $H_0$ zusammen das deformierte Feld $H'$ im Außenraume und die

Fig. 78.




duktion $B$ im Innenraume ergeben. In der Figur sind die $B''$- und $H''$-Linien punktiert, die $H_0$-Linien schwach, die $B$- und $H'$-Linien stark ausgezogen. Es ist somit im Innern des Eisens:

$$B = H_0 + B'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Außenraume:

$$H' = \text{Resultante von } H_0 \text{ und } H''.$$

Betrachten wir einen Punkt der Oberfläche $C$ in der Achse des Eisenstückes, so sind dort $H_0$, $H'$ und $H''$ einander parallel und es ist:

$$H'_C = H_0 + H''_C \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Ferner müssen die Normalkomponenten der Induktion zu beiden Seiten der Grenze Luft—Eisen gleich sein, also im Punkte $C$:

$$H'_C = B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Durch Gleichsetzen von (1) und (2) erhält man demnach:

$$H''_C = B'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

h. die fingierten Induktionsröhren $B''$ finden ihre stetige Fortsetzung in den fingierten Kraftröhren $H''$; in der Figur sind die punktierten Linien bereits dementsprechend gezeichnet. Im übrigen Raume ist jedenfalls $H''$ proportional $B$ zu setzen, also:

$$H'' = k \,.\, H''_C = k \,.\, B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

$k$ ein von Punkt zu Punkt sich ändernder Faktor, der von der Gestalt des Eisenstückes abhängt.

Wir betrachten nunmehr einen Punkt $A$ im Äquator des Ellipsoides. Dort müssen die Tangentialkomponenten der Kraft beiderseits gleich sein, also $H'_A = B/\mu$. Das Feld $H''$ läuft dort $H_0$ gerade entgegen, es ist also

$H'_A = H_0 - H''_A$, oder wenn $k_A$ der dem Punkte $A$ zugehörige Wert des Faktors $k$ nach Gleichung (5) und (4):

$$B/\mu = H_0 - k_A . B'' \qquad (6)$$

Aus (1) und (6) erhält man durch Elimination von $B''$:

$$B = \mu H_0 . (1 + k_A)/(1 + \mu k_A),$$

oder wenn man $k_A/(1 + k_A) = \beta$ setzt:

$$B = \frac{\mu . H_0}{1 + \beta(\mu - 1)} \qquad (7)$$

Der theoretische Zusammenhang zwischen dem erregenden Felde $H_0$ und der Induktion $B$ wird durch die Gleichung (7) dargestellt. Hierbei ist $\beta$ ein Faktor, dessen Größe nur durch die Gestalt des Eisenstückes bedingt und auf theoretischem Wege berechenbar ist; wir bezeichnen ihn nach H. du Bois als „Entmagnetisierungsfaktor"[1]). (Bei du Bois, „Magnetische Kreise", Berlin 1894, wird aus hier nicht näher zu erörternden Gründen nicht $\beta$, sondern $4\pi\beta$ als Entmagnetisierungsfaktor bezeichnet.)

In folgender Tabelle[2]) sind die Werte von $\beta$ für einige Rotationsellipsoide in ihrer Abhängigkeit vom „Dimensionsverhältnis", d. h. dem Verhältnis des Längs- zum Querdurchmesser der Ellipse angegeben.

Entmagnetisierungsfaktoren für Ellipsoide.

| Dimensionsverhältnis . | 500 | 50 | 10 | 4 | 2 | 1 | 0,9 | 0,5 | 0,25 | 0 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\beta$ . . . . . . . . . . . | 0,000024 | 0,0014 | 0,02 | 0,075 | 0,17 | 0,33 | 0,38 | 0,53 | 0,71 | 1 |

Für den mittleren Teil eines gerade abgeschnittenen Stabes gilt ebenfalls Gleichung (7), nur hat $\beta$ einen etwas kleineren Wert und zwar ist, so lange das Dimensionsverhältnis $m$ größer ist als etwa 90:

$$\beta = 5,75/m^2.$$

Für kürzere Stäbe diene folgende Tabelle:

Entmagnetisierungsfaktoren für Stäbe.

| Dimensionsverhältnis . . | 70 | 50 | 30 | 20 | 10 |
|---|---|---|---|---|---|
| $\beta$ . . . . . . . . . . . . | 0,00070 | 0,00127 | 0,0031 | 0,0061 | 0,017 |

Wir wollen an Hand der Tabelle untersuchen, wieweit die Induktion eines Eisenstabes von mäßiger Länge gegen die eines gleichbeschaffenen sehr langen Stabes ($\beta = 0$) geschwächt erscheint. Es werde etwa $\mu = 200$ angenommen. Das bedeutet also, daß in einem unendlich langen Stabe $B = 200 . H_0$.

Nehmen wir jetzt aus demselben Material einen Stab von 50 cm Länge und 1 cm Durchmesser, so ist für diesen $\beta = 0,00127$. Daraus folgt nach Gleichung (7):

$$B = 200 . H_0/(1 + 0,00127 . 199) = H_0 . 200/1,253 = 160 . H_0.$$

---

[1]) In der Fernwirkungstheorie stellt $\beta$ die „entmagnetisierende Wirkung" der im Eisen influenzierten „Pole" dar, die, wie leicht zu sehen, im Innern des Eisens dem Einfluß des äußeren Feldes gerade entgegenwirken.

[2]) Nach Winkelmanns Handb. d. Phys. 5, 143 (Leipzig 1905).

lie Induktion ist also bereits in diesem sehr gestreckten Stabe bei em erregenden Felde um 20 Proz. schwächer als in einem unendlich n Stabe. Für einen Stab von 10 cm Länge und 1 cm Durchmesser e man erhalten:

$$B = H_0 . 200/(1 + 0{,}017 . 199) = H_0 . 200/4{,}4 = 45{,}5 . H_0.$$

Für sehr kurze Stäbe möge man die $\beta$-Werte der entsprechenden Ellip- zum Vergleich heranziehen. Im extremsten Falle, wenn man es mit einer n Platte zu tun hat, also dem Dimensionsverhältnis 0, wird $\beta = 1$ $B = H_0$

Durch eine sehr dünne Platte gehen also die Kraftlinien des Feldes andert hindurch. Dieser Fall ist bereits nahezu verwirklicht bei dem stark abgeplatteten Ellipsoid in Fig. 75 mit dem Dimensionsverhältnis für das bei $\mu = 200$ nur mehr $B = 1{,}41 . H_0$.

Für das langgestreckte Ellipsoid in Fig. 74 mit dem Dimensions- ltnis 4 ist $B = 12{,}6 . H_0$ für $\mu = 200$.

Für die Kugel endlich $B = 2{,}99 . H_0$ (abgerundet: $B = 3 H_0$) für $\mu = 200$.

Es ist von Wichtigkeit für das Experiment, daß, solange $\mu$ eine große der Wert von $B$ umsomehr von $\mu$ abhängig erscheint, je größer das sionsverhältnis. Folgende Tabelle zeigt z. B. die Werte von $B/H_0$ llipsoiden für $\mu = 500$ und für $\mu = 100$.

Tabelle.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Dimensionsverhältnis . . | 50 | 10 | 4 | 1 | 0,25 |
| $B/H_0$ für $\mu = 500$ . . . | 274 | 45,5 | 13,0 | 3,01 | 1,41 |
| $B/H_0$ für $\mu = 100$ . . . | 87,7 | 33,5 | 11,9 | 2,94 | 1,41 |

Es folgt hieraus sofort die Regel, für die experimentelle Untersuchung agnetisierbarkeit des Eisens mit Hilfe influenzierter Stäbe oder Ellipsoide nöglichst langgestreckte Versuchskörper zu nehmen, wenn man ohne näßige Genauigkeit in der Ausführung der Messung richtige Resultate erhalten will[1]).

Ganz anders ist das Verhalten schwach magnetischer Substanzen, wie lösungen u. dgl., für die $\mu$ von 1 nur wenig verschieden. Dann ist nahezu gleich 0 und es wird einfach $B = \mu . H_0$.

Die Deformation des Feldes durch den eingebrachten schwach magne- n Körper ist dann eben so gering, daß das deformierte Feld $H' = H_0$ t werden kann, und $B = \mu . H' = \mu . H_0$ ist.

Feld im Innern des Eisens. Im ganzen Innern eines homogen etisierten Eisenstückes herrscht die Feldstärke $H' = B/\mu$.

Wir können dieser Feldstärke eine he physikalische Deutung geben 79). Wir denken uns im Innern Eisens einen sehr feinen Kanal $ab$ chtung von $B$, der kurz gegen die des Eisenstückes, aber lang gegen eigenen Querdurchmesser sei. Diesen bloß mit Luft gefüllten Kanal n wir dann als ein gegen seinen Durchmesser sehr langes Stück eines

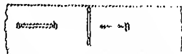


Fig. 79.

[1]) Experimentelle Methoden zur Bestätigung der hier entwickelten Theorie n erst im Kapitel „Elektromagnetismus" besprochen werden.

Körpers betrachten, dessen Permeabilität relativ zu dem Eisen, in das er eingebettet ist, $1/\mu$ beträgt. Dieser „*Luftstab*" befindet sich in einem ursprünglich homogenen Induktionsfelde $B$.

Wir können die Feldstärke $H_i$ innerhalb dieses Kanals dann ebenso aus der Induktion $B$ im Eisen berechnen, wie wir in Gleichung (7) die Induktion $B$ aus der äußeren Feldstärke $H_0$ berechneten. Wir haben also in Gleichung (7) $H_i$ an Stelle von $B$, $B$ an Stelle von $H_0$ und $1/\mu$ an Stelle von $\mu$ zu setzen. Dann wird, da für den sehr langen Kanal $\beta = 0$ wird:

$$H_i = B/\mu = H' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

das heißt:

A. Das Feld im Innern eines Eisenstückes ist gleich dem Felde das in einem längs der Kraftrichtung gebohrten feinen Kanal herrschen würde.

In ganz ähnlicher Weise können wir auch $B$ gemessen denken. Denken wir uns nämlich im Eisen eine scheibenförmige, möglichst flache Höhlung *cd* senkrecht zur Kraftrichtung, so stellt diese eine „Luftplatte" dar, verhält sich also wie ein Körper der Permeabilität $1/\mu$ in einem Felde $H$; wegen des kleinen Dimensionsverhältnisses ist $\beta = 1$ und das Feld in dem Schnitte wird:

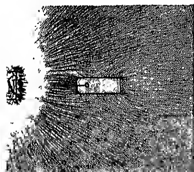
$$H_i = B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

das heißt:

B. Die Induktion ist gleich der Feldstärke in einem sehr engen quer zur Kraftrichtung geführten Schnitte.

**§ 43. Kraftwirkungen auf para(ferro)-magnetische und diamagnetische Körper.** Daß ein Magnet auf ein Stück Eisen mechanische Kräfte ausübt, war die erste elementare Erfahrungstatsache, durch die überhaupt die Existenz des Magnetismus dargetan wurde. Die Fernwirkungstheorie erklärte diese Kraftwirkungen durch die Annahme verschieden starker Anziehung seitens der „Pole" des Magneten auf die verschieden weit entfernten „influenzierten Pole" des Eisens.

Fig. 80.



In der Faraday-Maxwellschen Anschauungsweise sind es die an der Grenzfläche Luft — Eisen auftretenden Spannungen, die an dem Eisen angreifen und die Bewegungen hervorbringen. Diese Spannungen an der Grenzfläche sind, wie im § 41 gezeigt, stets von dem paramagnetischen Medium aus nach außen gerichtet und proportional dem Quadrat der Feldstärke. Befindet sich also ein Eisenkörper in einem inhomogenen Felde, etwa dem Felde in der Nähe des Endes $N$ eines Stabmagneten (Fig. 80), so wird die Zugspannung, die an dem Eisen angreift, an derjenigen Seite stärker sein, an der das Feld stärker ist. Das Eisen wird sich also auf den Magneten zu bewegen (es wird „angezogen").

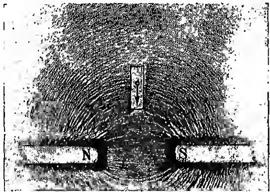
Nehmen wir ferner den in Fig. 81 dargestellten Fall, so sehen wir hier, daß die Wirkungen der an den Seitenflächen des Eisenstückes nahezu senk-

t einfallenden Kraftröhren beiderseits gleich sind und sich aufheben, daß gen die Dichte und somit auch die Wirkung der an den Stirnflächen ein-nden oder tangierenden Rohren an der den influenzierenden Polen näheren größer ist als an der entfernteren; der Stab wird somit quer zur Rich-der Kraftröhren in das Feld hineingezogen.

Man kann ganz allgemein sagen:

A. Ein Eisenstück (oder allgemeiner: ein paramagnetischer per) bewegt sich in einem inhomogenen Felde stets in der Rich-g, in der das Feld am stärksten zunimmt, also so, daß die Zahl ihn durchsetzenden Induktionsröhren möglichst groß wird.

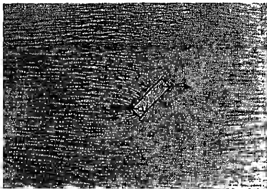
Fig. 81.




Dieser außerordentlich einfache Satz umfaßt alle überhaupt beobacht-n Kraftwirkungen auf paramagnetische Körper.

In einem vor dem Einbringen des Eisenstückes homogenen Felde dagegen en sich die vorhandenen Kräfte gegenseitig auf. In der Tat ist ja, wenn etwa Eisenstab sich in der Mitte zwischen zwei Magnetpolen befindet, d. h. an einem

Fig. 82.



nahezu homogenen Feldes, gar nicht einzusehen, warum er sich eher nach einen wie nach der anderen Seite bewegen sollte (vgl. Fig. 77a u. b). egen sind Drehbewegungen auch im homogenen Felde möglich, ein Blick auf Fig. 82 ohne weiteres zeigt, in der die Influenzwirkung

auf einen schief zur ursprünglichen Feldrichtung gelegenen Eisenstab dargestellt ist. Man sieht sofort, daß die Resultanten der an jeder Stabhälfte angreifenden Kräfte zwar entgegengesetzt gleich sind, aber nicht in einer geraden Linie liegen; sie bilden somit ein „Kräftepaar", das den Stab in die Feldrichtung zu drehen sucht. Im Gleichgewicht, auch drehenden Kraften gegenuber, ist das Eisenstück nur in den in Fig. 77a und b abgebildeten Stellungen, und zwar ist die Lage 77a stabil, 77b dagegen labil; ein in der Stellung 77b befindlicher Eisenstab wird also beim kleinsten Anstoß in die Stellung 77a umschlagen.

Auch die Drehbewegung fällt als Spezialfall unter den soeben genannten allgemeinen Satz A; denn in der Stellung 77a umfaßt der Stab mehr Induktionslinien als in 77b.

Kräfte auf diamagnetische Körper. In der Anmerkung 2 auf S. 79 ist bereits erwahnt, daß ein Wismutstab von einem Magnetpol abgestoßen wird. Die Wirkung ist ziemlich schwach und mit permanenten Magneten nur zu beobachten, wenn diese sehr kräftig sind und das Wismutstäbchen an einem möglichst langen Kokonfaden aufgehängt ist. Die hierher gehörigen Versuche sollen deshalb erst im Kapitel „Elektromagnetismus" genauer beschrieben, dagegen die Theorie gleich hier erledigt werden.

Für diamagnetische Körper ist $\mu$ kleiner als 1, also $\mu - 1$ negativ. Wegen des außerordentlich geringen Unterschiedes zwischen $\mu$ und 1 für alle bekannten diamagnetischen Körper kann im Nenner des ersten Gliedes der Gleichung (4) in § 41 $\mu = 1$ gesetzt werden, so daß die Faktoren von $H_n^2$ und $H_t^2$ einander gleich werden. Nun ist aber

$$H_n^2 + H_t^2 = H^2$$

und es wird:

$$N = H^2(\mu - 1)/8\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Diese Kraft ist, da $\mu - 1$ negativ, überall von der Oberfläche des Körpers aus nach innen gerichtet, also gerade umgekehrt als bei paramagnetischen Substanzen. Daraus folgt, daß für diamagnetische Körper an Stelle des Satzes A der folgende gilt:

B. Ein diamagnetischer Körper bewegt sich von Stellen größerer nach solchen kleinerer Feldstärke, also so, daß er möglichst wenig Induktionslinien umfaßt.

Damit erklart sich sofort die „Abstoßung" des Wismuts seitens eines Magnetpols; das Feld des Pols nimmt nach außen hin ab, das diamagnetische Wismutstück muß sich also vom Pole entfernen, um zu Stellen kleinerer Feldstarke zu gelangen.

Auch die folgende theoretische Betrachtung, deren experimenteller Beweis ebenfalls erst unter „Elektromagnetismus" erfolgen soll, läßt sich am einfachsten gleich hier im Zusammenhang mit dem soeben Gesagten ausführen.

Ein Körper mit der Permeabilität $\mu_1$ befinde sich in einem flüssigen oder gasförmigen Medium von der Permeabilität $\mu_2$. Beide $\mu$ seien nahezu gleich 1, so daß Gleichung 1 dieses Paragraphen Gültigkeit hat. Es wirkt also auf die Grenzfläche des Körpers 1 nach außen:

$$N_1 = H^2(\mu_1 - 1)/8\pi;$$

Grenze des Körpers 2 nach außen, d. h. in das Innere von 1 hinein
ne Kraft:

$$N_2 = H^2(\mu_2 - 1)/8\pi.$$

Gesamtwirkung $N$ auf den beweglichen Körper 1 wird also
er Differenz beider Kräfte:

$$N = H^2(\mu_1 - \mu_2)/8\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

nun $\mu_1 > \mu_2$, so ist $N$ positiv, oder nach außen gerichtet; der Körper
so in einem Medium von geringerer Magnetisierbarkeit die
ungen des Paramagnetismus. Ist dagegen $\mu_2 > \mu_1$, so wird die
negativ, oder nach innen gerichtet; der Körper zeigt also in einem
r magnetisierbaren Medium die Erscheinungen des Dia-
tismus. Über den experimentellen Beweis dieser Folgerung durch
y s. Kapitel „Elektromagnetismus“. Faraday kam durch die dort
hreibenden Versuche zu der Anschauung, daß überhaupt Paramagnetis-
d Diamagnetismus nur relativ zu verstehen sind, je nachdem der
tete Körper stärker oder schwächer magnetisierbar ist, als das um-
e Medium. Da jedoch stark diamagnetische Substanzen wie Wismut
ch im Vakuum als diamagnetisch erwiesen, so mußte Faraday auch
ren Raume bzw. dem ihn erfüllenden Äther eine bestimmte magne-
Permeabilität zuschreiben. Da die der Beobachtung zugänglichen
irkungen nach Gleichung (2) nur von der Differenz $(\mu_1 - \mu_2)$ ab-
, so können wir willkürlich die Permeabilität des Vakuums gleich 1
. Früher haben wir angenommen, daß für Luft $\mu = 1$ sei. Bei
achtung ferromagnetischer Substanzen mit sehr großem $\mu$ wird natür-
der Differenz

$$\mu_{(\text{Eisen})} - \mu_{(\text{Luft})}$$

Wesentliches geändert, wenn man den von 1 wenig verschiedenen Luft-
infach gleich 1 setzt. Unsere früheren Formeln behalten also für
gnetische Körper in Luft praktisch ihre Gültigkeit. Für sehr schwach
ische Körper dagegen ist auf die Magnetisierbarkeit der Luft Rück-
 nehmen (Zahlenwerte s. Kapitel „Elektromagnetismus“).

ie Bewegungen eines Körpers in einem Medium von kleinerer oder
er Magnetisierbarkeit sind ganz analog den Bewegungen eines schweren
s in einem Medium von kleinerem oder größerem spezifischen Gewicht.
ten Falle bewegt er sich in Richtung der Schwere, wird also von der
„angezogen“; im zweiten Falle bewegt er sich der Schwere entgegen,
lso von der Erde „abgestoßen“.

**44. Permanente Magnete.** Bereits im § 4 wurde ein Stahlstück,
stande ist, permanenten Magnetismus anzunehmen, als ein Körper
terisiert, der sich jeder Veränderung seines gerade vorhandenen magne-
Zustandes mit einer gewissen Kraft widersetzt. Wenn wir jetzt die
tischen Zustandsänderungen als eine Verschiebung der Kraftlinien des
gend eine Weise hervorgebrachten und auf das Stahlstück influenzierend
kenden Feldes betrachten, so müssen wir uns vorstellen, daß im Stahle
aftröhren eine Art von Reibung erfahren, die nur durch einen ge-
Überschuß an Kraft in der jeweiligen Bewegungsrichtung überwunden
So erklärt es sich, daß der Stahl, in ein Feld hineingebracht, nur

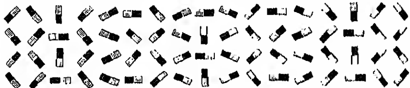
relativ wenig Magnetismus annimmt, d. h. daß die Kraftröhren sich trotz des äußeren Überdruckes nicht bis zum Gleichgewicht in ihn hineinziehen, und daß er ferner, wenn das äußere Feld bereits wieder entfernt ist, die einmal in ihm befindlichen Induktionsröhren festhält. Diese Reibung erklärt auch die Möglichkeit, daß an der Grenze des Stahlmagneten, wie in Fig. 67, S. 74 dargestellt, die Kraftlinien beiderseits der Grenze in fast entgegengesetzter Richtung verlaufen können, ohne daß durch ihren beiderseits gleichgerichteten tangentialen Zug ein Gleiten eintritt.

Die Vorstellung einer auf die Kraftröhren wirkenden Reibungskraft ist natürlich ebenso bildlich zu verstehen, wie die Vorstellung der sich bewegenden Kraftröhren überhaupt. Wie man sich aber auch den durch die Kraftröhrenverschiebung dargestellten Vorgang in seinem inneren Mechanismus vorstellen mag (siehe auch den folgenden § 45), stets wird man zur Erklärung des permanenten Magnetismus annehmen müssen, daß den Veränderungen in der Lage oder in dem Zustand der Moleküle des Magneten oder sonstiger irgendwie angenommener Träger der magnetischen Eigenschaften eine Art Reibungswiderstand entgegenwirke. Die Kraftröhren stellen uns dann ein Symbol für irgend einen hypothetischen Zustand dar, die Kraftröhrenwanderung ist ein Symbol für die Änderung dieses Zustandes und die Reibung, die der Wanderung widersteht, ist das Symbol für die Gegenwirkung, die die Zustandsänderung zu verhindern sucht.

**§ 45. Molekulartheorie des Magnetismus.** Eine weit verbreitete Anschauung[1] über den Mechanismus der magnetischen Influenzierung ferromagnetischer Körper ist die folgende.

Man nimmt an, daß die **Moleküle** der betreffenden Körper von Natur magnetisch sind, daß also jedes Molekül einen permanenten Magnet von ganz bestimmtem magnetischem Moment[2] darstelle. Diese Molekularmagnete sollen für gewöhnlich ungeordnet nach allen Richtungen gewendet in dem Körper liegen, etwa so wie Fig. 83 darstellt. Es werden also an der Oberfläche die

Fig. 83.



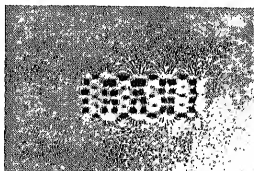
Kraftlinien bald aus-, bald eintreten, ohne jedoch irgendwo über molekulare Entfernungen hinauszugelangen. Nebenstehendes Feilspanbild (Fig. 84) stellt ein Modell eines aus ungeordneten Molekularmagneten zusammengesetzten unmagnetischen Stückes Eisen dar. 20 kleine Bruchstücke einer magnetisierten Stricknadel sind zu je fünf hintereinander in vier parallelen Reihen so angeordnet, daß ihre Nordpole abwechselnd nach links und rechts zeigen. Die Kraftlinien schließen sich alle in unmittelbarer Nähe der Oberfläche. Wenn jetzt ein äußeres Feld auf den Körper einwirkt, so werden die nahe

[1]) Urheber dieser Anschauung scheint Kirwan (Gilberts Ann. 6, 381 [1800]) zu sein. Eine theoretische Durcharbeitung erfolgte zuerst durch W. Weber (Elektrodynamische Maßbestimmungen, III. 1852).

[2]) Neuere Forschungen (s. Kap. „Elektromagnetismus") haben ergeben, daß man nicht das Moment, sondern die sogenannte „magnetomotorische Kraft" der Moleküle als konstant zu betrachten hat.

Oberfläche verlaufenden Kraftlinien dieses Feldes sich mit den Linien Molekularmagnete zu resultierenden Linien vereinigen (Fig. 85), doch o daß hierdurch zunächst die mittlere Richtung des äußeren Feldes wesentgeändert wird. Wenn wir jetzt aber annehmen, daß die Molekulargnete frei drehbar sind, so müssen diese sich unter dem Einflusse der

Fig. 84.



lspannungen so zu stellen versuchen, daß ihre Nordpole in die Richtung äußeren Feldes zeigen, genau wie es auch ein beliebiger Magnetstab tun de.

Das Feilspanbild Fig. 86 zeigt den Feldverlauf, nachdem alle Molekulargnete sich in die Feldrichtung gestellt haben. Man vergleiche das Bild

Fig. 85.

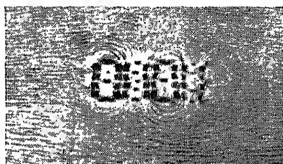
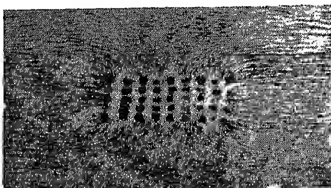


Fig. 69, die die Wirkung auf ein massives Eisenstück darstellt. Man , daß, abgesehen von den kleinen Unregelmäßigkeiten wegen der natürlich Modell viel zu großen Molekularmagnete, beide Figuren sich ganz entchen. (Die im § 41 formell angenommene „Anziehung" zwischen der rfläche des Eisens und den angrenzenden Röhren des Feldes ist somit als Wirkung zwischen den drehbaren Molekularmagneten und den Röhren des des gedeutet.) Fig. 85 würde dagegen etwa das Verhalten eines sehr harten lstückes darstellen, in dem eine Art „Reibung" (s. § 44) sich der Verebung der Kraftröhren, in unserer oben entwickelten Anschauung also der nung der Molekularmagnete, widersetzt. Umgekehrt würde dann nach Entung des äußeren Feldes dieselbe Reibung die Rückkehr in den ursprüngen Zustand verhindern, d. h. die einmal parallel und gleichgerichtet

gestellten Molekularmagnete behalten ihre Stellung bei und ergeben für sich allein das Bild eines gleichmäßig magnetisierten permanenten Magneten (Fig. 87); während an den Seiten die Kraftröhren sich nach wie vor in

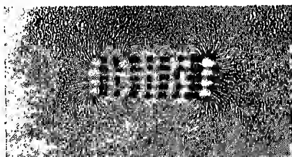
Fig. 86.



molekularer Entfernung (im Modell natürlich viel zu groß erscheinend) schließen, erstrecken sie sich jetzt von den Enden aus in größere Entfernung.

Man braucht nun gar nicht anzunehmen, daß die Molekularmagnete sich stets völlig in die Feldrichtung hineindrehen. Sie wirken ja auch gegenseitig

Fig. 87.



aufeinander ein, und suchen sich dadurch in ihrer Stellung festzuhalten. Es können ferner sonstige Molekularkräfte vorhanden sein, die sie in ihrer An-

Fig. 88.

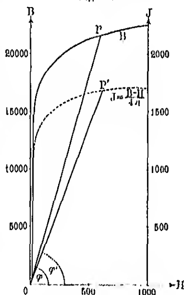


fangsstellung festzuhalten suchen. Dann wird das Feld je nach seiner Stärke eine kleinere oder größere *mittlere* Drehung hervorbringen, die aber immer so wirkt, daß ein Überschuß magnetischen Moments in der Feldrichtung entsteht. Die Stärke der beobachteten Influenz wächst also mit der Feldstärke.

obenstehender schematischer Fig. 88 ist die Drehung in der Mitte voll-
nen, nach den Enden hin schwächer werdend, angenommen. Die Figur
den Zustand eines Stabes dar, in dem die Magnetisierung von der
zum Ende hin abnimmt (s. § 19). Die Permeabilität $\mu$ mißt dann
sam das Produkt aus Stärke, Zahl und Drehbarkeit der Molekular-
ete.

Aus der Molekulartheorie geht hervor, daß die Magnetisierung nicht
einen gewissen größten Betrag hinausgehen kann, der erreicht ist,
alle Molekularmagnete sich parallel gestellt haben. Es muß also ein
mum der Magnetisierung vorhanden sein, die sogenannte „magnetische
gung“.

Das entspricht tatsächlich den Beobachtungen, wenigstens bei den
magnetischen Körpern. $B$ *wächst anfangs dem Felde proportional, dann*
immer langsamer, bis schließlich die Differenz $B - H$ einen konstanten
annimmt. In Fig. 89 stellt die ausgezogene Kurve[1]) die Abhängig-
zwischen $B$ und $H$ für einen sehr
Stab aus einer bestimmten Eisen-
dar. Zieht man von jeder Ordi-
den zugehörigen Abszissenwert ab,
hält man eine Kurve für $B - H$,
ich schließlich einem konstanten
wert nähert; die gestrichelte Kurve
in anderem Ordinatenmaßstab den
n Teil von $B - H$ dar, der sich
ßlich dem Grenzwerte 1700 nähert.
die Bedeutung dieser Kurve wird
unten noch näher eingegangen.




Molekulartheorie gibt für das ge-
erte Verhalten folgende Erklärung:
as influenzierte Eisen besteht aus
magnetischen Molekülen und leeren
henräumen, die sich wie leerer Raum
lten müssen, *in denen also auch*
1 und $B = H$ ist. Was wir
mentell als „Dichte der Induktions-
“ *messen*, ist in der Molekular-
nung weiter nichts als der räum-
Mittelwert jener Größe in einem durch den Magneten hindurchgelegt
lten Querschnitt von solcher Ausdehnung, daß er, wenn auch noch
in, doch sehr viele Moleküle enthält. Die Zahl der resultierenden Kraft-
, die durch ein Quadratcentimeter hindurchgehen, ist gleich der ur-
glichen Feldstärke $H$, vermehrt um die Zahl der von den Molekular-
ten ausgehenden Kraftlinien.

st das Eisen homogen magnetisiert, so können wir uns die ganze Wir-
der Moleküldrehung so vorstellen, als ob durch einen jeden Quadratcenti-
eines durch den Stab gelegten Querschnittes eine gewisse Menge $+J/2$
Magnetismus in der Feldrichtung, eine entsprechende Menge $-J/2$ von

[1]) Nach du Bois, Phil. Mag. 1890.

— Magnetismus der Feldrichtung entgegen[illegible] sich also an jeder Endfläche pro Quadratcentimeter ein Überschuß von $J$ Einheiten von + bezw. von — Magnetismus. Zu den Kraftröhren des äußeren Feldes kommen somit pro Quadratcentimeter $4\pi J$ neue Röhren hinzu, und die Gesamtzahl der ein Quadratcentimeter im Innern durchsetzenden Röhren wird $H + 4\pi J = B$, oder:

$$J = \frac{B - H}{4\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Früher war definiert:

$$B = \mu . H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

also:

$$4\pi J = H(\mu - 1) . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Denkt man sich den Magneten in Würfel von 1 cm Kantenlänge zerschnitten, so befinden sich auf deren Endflächen die Magnetismusmengen $+J$ und $-J$. Der Würfel stellt also einen Magneten vom magnetischen Moment $M = J$ dar.

Es beträgt somit in einem gleichmäßig magnetisierten Stabe das **magnetische Moment der Volumeinheit**

$$J = H . (\mu - 1)/4\pi = \varkappa . H \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Die Größe $\varkappa$ wird die „**magnetische Suszeptibilität**“ genannt. Zwischen $\varkappa$ und $\mu$ besteht nach Gleichung (4) die Beziehung:

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Nach der Molekularanschauung muß nun ein **Maximum** von $J$ erreicht werden, wenn sämtliche Molekularmagnete sich völlig in die **Feldrichtung** gedreht haben; nennen wir diesen Maximalwert $J_0$, so folgt aus Gleichung (1), daß schließlich $B - H = 4\pi J_0$, also konstant werden muß. Man sieht, daß nach der Molekulartheorie nicht $B$, sondern $B - H$ ein Maß für die Änderung ist, die im Eisen vor sich gegangen ist. Man nennt deshalb wohl auch die vorhin als Moment der Volumeinheit bezeichnete Größe $J$ die „**Intensität der Magnetisierung**“. Daß diese Größe sich tatsächlich stets einem Grenzwert nähert, den sie nicht überschreitet, kann also als ein wichtiges Argument zugunsten der Molekulartheorie betrachtet werden; **W. Weber** (Elektrodynamische Maßbestimmungen III) hat hierauf zuerst aufmerksam gemacht und gezeigt, daß auch der übrige Verlauf der Magnetisierungskurve durchaus dieser Anschauung entspricht. Im Kapitel „Elektromagnetismus“ wird gezeigt werden, daß man die Molekularmagnete noch durch etwas andere, ihnen in der Wirkung aber fast gleichbedeutende Gebilde ersetzen kann. Aus der Kurve (Fig. 89) geht ferner hervor, daß weder $\mu$ noch $\varkappa$ konstante Größen sind. Nach Definition war $\mu = B/H$. In der Kurve wäre also, wenn die Ordinaten in gleichem Maßstabe wie die Abszissen gezeichnet wären, für einen Punkt $P$ der Kurve $\mu = tg\,\varphi$. (Da die Ordinaten der Hammersparnis wegen in 10 mal kleinerem Maßstab als die Abszissen gezeichnet sind, so ist in der Figur $\mu = 10 . tg\,\varphi$.) Da die Kurve für $B$ schließlich (bei richtigem Maßstab) in eine unter 45° geneigte Gerade übergeht, so muß für sehr große $H$ schließlich auch $\varphi = 45^0$, also $\mu = 1$ werden. Im Anfang der Kurve steigt $\mu$ von sehr kleinen Werten rapide zu einem **Maximum** (bei etwa $B = 15\,000$ und $H = 15$, also $\mu = 1000$) an.

. $J/H$ wird in ähnlicher Weise durch $tg\,\varphi'$ dargestellt. Da die Kurve ließlich der Abszissenachse parallel läuft, so wird schließlich $\varkappa = 0$. folgt übrigens auch aus Gleichung (5), wenn man dort $\mu = 1$ setzt. mum von $\varkappa$ wird etwa gleichzeitig mit dem von $\mu$ erreicht und twa 80. Der Verlauf von $\mu$ und $\varkappa$ als Funktion der Feldstärke $H$ wird ch die folgenden Kurven dargestellt (Fig. 90a und b):

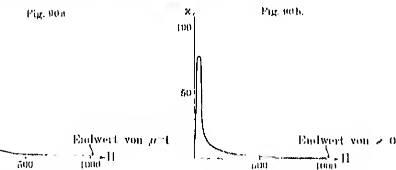



Fig. 90a. Fig. 90b.

experimentellen Methoden zur Bestimmung der soeben besprochenen nd alle elektromagnetischer Natur und können deshalb nebst weiteren en Beispielen erst in Kapitel „Elektromagnetismus" besprochen

. **Stärke permanenter Magnete.** Wir wollen der Einfachheit nehmen, daß wir es mit vollkommener Remanenz zu tun haben, daß ganze Magnetisierungsintensität, die in dem Stahlstück erzeugt t, nach Erlöschen oder Entfernung des erregenden Feldes im Stahle bleibt. Sie kann im günstigsten Falle also gleich dem oben be- n Sättigungswert $J_0$ sein. In Wirklichkeit bleibt nicht der volle lten, sondern nur ein gewisser Bruchteil davon [1]).

n man nun nach der Stärke fragt, die ein permanenter Magnet ener Gestalt und aus einer bestimmten Stahlsorte besitzen kann, nun zu berücksichtigen, welche Wirkung des Magneten als Maß rke betrachtet wird. Durch die Stahlsorte selbst ist $J_0$ bestimmt, Größe $(B - H)/4\pi$ für sehr große influenzierende Feldstärken $H$. schen des Feldes bleibt somit im Eisen eine Induktion $B$ zurück nge:

$$B = 4\pi J_0. \qquad (1)$$

wollen die Abhängigkeit der verschiedenen Wirkungsweisen des ten Magneten von seinem Gewichte untersuchen:

blenkung einer entfernten Nadel (etwa bei Anwendung der en Methoden nach § 22): Da $J_0$ das „magnetische Moment pro Volum- st (vgl. § 45), so besitzt der ganze Magnet, wenn $V$ sein Volum, ein

$$M = J_0 \cdot V. \qquad (2)$$

nn die Wirkung in großer Entfernung bloß vom Moment des abhängt (§ 22), so erhalten wir als Resultat:

---

[1]) ...heres hierüber s. Kap. „Elektromagnetismus".

A. Das Feld eines permanenten Magneten in großer Entfernung ist seinem Volum oder seinem Gewichte proportional.

b) Wirkung auf eine dicht an einem Pole befindliche Nadel: Dicht an einem Pole kommt nur die Wirkung dieses Poles in Betracht. Das Feld ist also der freien Magnetismusmenge der Endfläche $J_0 . q$ proportional, d. h.:

B. Die (etwa durch Schwingungsbeobachtungen zu ermittelnde) Feldstärke in der Nähe eines Poles wächst proportional dem Querschnitte, oder für geometrisch ähnliche Magnete proportional der 2/3ten Potenz des Gewichtes.

c) Tragkraft: Die Anziehung auf einen vorgelegten Anker ist der Längsspannung der zwischen der Endfläche des Magneten und dem Anker übergehenden Kraftlinien proportional. Die Kraftliniendichte ist $H = 4\pi J_0$, die an einem Quadratcentimeter des Ankers angreifende Kraft ist $\frac{H^2}{8\pi} . \frac{\mu - 1}{\mu}$ [vgl. § 41, Gl. (2)] oder, da $\mu$ sehr groß, angenähert: $H^2/8\pi$. Die gesamte Tragkraft ist also:

$$K = H^2 q/8\pi = 2\pi J_0^2 . q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

d. h.:

C. Die Tragkraft wächst proportional dem Querschnitt oder für geometrisch ähnliche Magnete proportional der 2/3ten Potenz des Gewichtes.

Fall a und c sind empirisch von Häcker[1]) geprüft; er fand für den Fall c, wenn $P$ das Gewicht ist, die mit unserem Resultat übereinstimmende empirische Formel:

$$K = a . \sqrt[3]{P^2} = a . P^{2/3},$$

wo $a$ eine vom Material und den Dimensionsverhältnissen abhängige Konstante. So ergab sich für eine Reihe von geometrisch ähnlichen Hufeisenmagneten:

| Gewicht in Kilogrammen | Tragkraft in Kilogrammen | |
|---|---|---|
| | berechnet nach Häckers Formel mit $a = 21$ | beobachtet |
| 0,5 | 13 | 11,5 |
| 1 | 21 | 21 |
| 1,5 | 27 | 27 |
| 2 | 33 | 33 |
| 5 | 61 | 61 |
| 10 | 98 | 97 |
| 20 | 155 | 154 |
| 30 | 203 | 202 |
| 40 | 245 | 245 |
| 50 | 285 | 285 |
| 100 | 453 | 452 |

Fall a [Gleichung (2)] läßt sich am einfachsten durch Schwingungsbeobachtungen prüfen. Nach Gleichung (1) in § 24 ist die Schwingungsdauer im Felde $H$ der Erde:

$$t = \pi . \sqrt{K/MH}.$$

[1]) Pogg. Ann. 57, 321, 1842.

Für Stäbe ähnlicher Gestalt ist das Trägheitsmoment $K$ proportional $L^5$, wo $L$ die Länge, $M$ ist nach Gleichung (2) proportional $V$ oder $L^3$, also

$$K/M \text{ proportional } L^2,$$

somit $t$ proportional $L$ oder $\sqrt[3]{P}$.

Häcker fand für Stäbe variabler Gestalt, bei denen also das Gewicht $P$ nicht proportional $L^3$ war, die empirische Beziehung, daß

$$t \text{ proportional } \sqrt[3]{P} \cdot \sqrt[6]{L}$$

sei; der zweite Faktor, der nur sehr langsam mit der Länge veränderlich ist (der 10 fachen Länge bei gleichem Gewicht würde bloß eine Änderung im Verhältnis $\sqrt[6]{10} : 1 = 1{,}47$ entsprechen), stellt eine Art von Gestaltsfaktor dar, der allerdings umgekehrt wirkt, als man nach den Ausführungen des § 42 erwarten sollte. Aufklärung könnte bloß eine Wiederholung der Versuche verschaffen.

**§ 47. Magnetische Schirmwirkung.** Nebenstehendes Feilspanbild, Fig. 91 a, zeigt den Einfluß, den ein Ring aus weichem Eisen auf den Verlauf

Fig. 91 a.

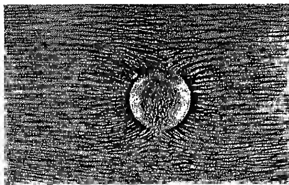
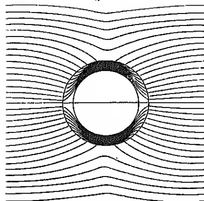


Fig. 91 b.



der Kraftlinien eines ursprünglich homogenen Feldes ausübt. Im Innern des Ringes ist ein Einfluß auf das Eisenpulver kaum zu bemerken, die Feld-

stärke ist dort also äußerst gering. Wir müssen annehmen, daß die Kraftlinien des Feldes fast völlig im Eisen verlaufen und fast gar nicht in den Innenraum des Ringes gelangen, etwa so, wie es in Fig. 91 b schematisch dargestellt ist. Zu einer theoretischen Deutung dieses Verhaltens gelangen wir durch die folgende Betrachtung:

In einem kugelförmigen Eisenkörper sei durch ein äußeres Feld $H$ eine Induktion von der Stärke $B$ erzeugt; in seinem Innern befinde sich ein sehr kleiner kugelförmiger Hohlraum. Wir können das in diesem Hohlraum herrschende Feld $H_i$ offenbar berechnen, wenn wir in Gleichung (7) des § 42 $H_i$ an Stelle von $B$, und $B$ an Stelle von $H$ setzen, und ferner $\mu$ mit $1/\mu$ vertauschen. Denn der Luftraum stellt einfach einen in das Eisen eingetauchten Körper dar, dessen Permeabilität im Verhältnis zum Eisen $1/\mu$ beträgt.

Wir erhalten dann:

$$H_i = B\,\frac{1}{\mu + \beta\,(1-\mu)} = B\,\frac{1}{\mu\,(1-\beta) + \beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Für eine Kugel ist $\beta = 0{,}33$ (s. § 43), somit, wenn $\mu$ sehr groß, rund $B = 3 \cdot H$ (nach Gl. 7, § 42), also:

$$\frac{H_i}{H} = \frac{3}{{}^2/_3\,\mu + {}^1/_3} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Hier kann man, weil $\mu$ sehr groß, das zweite Glied im Nenner vernachlässigen und erhält für das als Maß der Schirmwirkung zu betrachtende Verhältnis:

$$H_i / H = 9 / 2\,\mu;$$

wenn z. B. $\mu = 1000$ ist, so wird

$$H_i / H = 1 / 222.$$

Das Feld im Hohlraum beträgt dann also nur etwa $^1/_2$ Prozent des Außenfeldes.

Wird der Inhalt des Hohlraumes größer, so daß man es nur mit einer relativ dünnwandigen Hohlkugel zu tun hat, so wird die Schirmwirkung geringer. Die ziemlich komplizierte Theorie dieses Falles ist ausführlich von H. du Bois [1]) behandelt.

Die magnetische Schirmwirkung ist von großer praktischer Bedeutung, wenn man die Magnetnadeln eines Galvanometers (§ 119) gegen die Einwirkung äußerer magnetischer Störungen schützen will. Man umgibt dann das ganze Instrument mit einem Hohlmantel aus Eisen. Setzt man zwei solche Eisenmäntel konzentrisch ineinander, so multiplizieren sich die Wirkungen beider, und man kann die Wirkung äußerer Störungen auf das Innere auf einen ganz minimalen Betrag herabdrücken.

**§ 48. Energie des magnetischen Feldes.** Wenn man irgend welche Magnete oder Eisenstücke im magnetischen Felde bewegt, so muß Arbeit aufgewandt werden, wenn die Bewegung gegen die Kraftrichtung erfolgt, oder es wird Arbeit gewonnen, wenn die Bewegung in Richtung der wirkenden Kraft geschieht. Die gewonnene (geleistete) Arbeit muß ihr Äquivalent in einem entsprechenden Quantum verschwundener (entstandener) Energie des

---

1) Wied. Ann. 63, 348, 1897; 65, 1, 1898.

n Feldes haben. Die ältere Fernwirkungstheorie faßte diese fach als Energie der *Lage* (s. Bd. I, § 75) der in die Ferne auf- kenden Magnetpole auf, und drückte die Feldenergie durch Formeln r die Stärken und Abstände der Pole enthielten. Die Nahe- eorie faßt die Feldenergie als die Arbeit auf, die aufgewandt diejenige Veränderung im Raume zwischen den Magneten zu er- wir als magnetisches Feld wahrnehmen; die Energie stellt sich nächst als ein Ausdruck dar, der jedem Raumteil einen gewissen Gesamtenergie zuerteilt; *dieser Anteil kann nur von der Feld- er betreffenden Stelle selbst abhängen.* Durch besondere Rech- sich dann zeigen (s. weiter unten), daß der so gewonnene ich auf dieselbe Form bringen läßt, wie die Gleichungen der gstheorie, daß also auch nschauungsweisen mathe- chwertig sind.

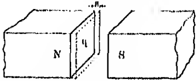



Fig. 92.

rachten als einfachsten Fall arte permanente Magnete Endflächen, die sich in ge- ande gegenüberstehen und namigen Pole einander zu- 92). Die Magnete seien gleichförmig magnetisiert, so daß aus ratcentimeter der Endfläche $H$ Kraftröhren zur gegenüberliegenden gehen und im Zwischenraum ein *homogenes* Feld erzeugen. Da der permanenten Magnete die Kraftröhren völlig festliegen, so die äußere Spannung $H^2/8\pi$ [1]) pro Quadratcentimeter als be- ft in Betracht. Die Magnete mögen sich um eine Strecke $s$ auf- bewegen. Ist ihr Querschnitt gleich $q$, so ist die gewonnene

$$A = \text{Kraft} . \text{Weg} = H^2/8\pi . q . s = H^2/8\pi . V \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

lumverminderung des Zwischenraumes *bei der Annäherung der*

Arbeit *muß eine gleich große Verminderung der Energie des* prechen. Da das Feld homogen, so muß in jedem Kubik- e gleiche Energie vorhanden sein. Nennen wir die magnetische chte", d. h. die Energie pro Kubikcentimeter $u$, so ist die mne gleich $u . V = A$, oder durch Einsetzen aus Gleichung (1):

$$u = H^2/8\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

ergiedichte ist also numerisch gleich der Spannung der . Dasselbe läßt sich auch für ein Medium mit der Permeabilität t ist:

$$\mu = H^2 . \mu/8\pi = B . H/8\pi \text{ [s. § 40, Gleichung (8)]} \quad . \quad (2a)$$

e ferner irgend einer der ein beliebiges Feld erfüllenden Körper r kleine Strecke $\delta x$ bewegt werden, und *sich die gesamte* abei um $\delta U$ vermindern. Dann ist jedenfalls, solange $\delta x$ nur ein gewählt wird, $\delta U$ dem $\delta x$ proportional, somit:

$$-\delta U = k . \delta x,$$

nem weichen Eisenstück würde die Kraft $\frac{H^2}{8\pi} \cdot \frac{\mu - 1}{\mu}$ angreifen.

wo $k$ ein noch unbestimmter Faktor. Andererseits ist, wenn $P_x$ die in die Richtung der Verschiebung fallende Komponente der vom Magnetfelde auf den Körper ausgeübten Kraft, die geleistete Arbeit:

$$\delta A = P_x \cdot \delta x.$$

Nach dem Energiegesetz ist aber:

$$\delta A = -\delta U$$

oder

$$\underline{P_x = k = -\delta_x U} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wo $\delta_x U$ die Veränderung angibt, die $U$ bei einer Verschiebung des Körpers in der $x$-Richtung um 1 cm erfährt. Aus Gleichung (3) folgt:

A. **Jeder Körper bewegt sich im Magnetfelde so, daß dabei die magnetische Energie abnimmt. Gleichgewicht tritt ein, wenn die Energie ein Minimum geworden ist, wenn also bei jeder überhaupt möglichen Bewegung eine Energievermehrung eintreten würde.**

Aus Gleichung (2a) geht hervor, daß bei gleicher Dichte der Induktionslinien in einem Medium mit der Permeabilität $\mu$ die Energie $\mu$-mal geringer ist als die Luft. Die Energie nimmt also ab, wenn die Kraftröhren eines in Luft homogenen Feldes sich in ein Stück Eisen zusammenziehen; sie nimmt ferner ab, wenn das Eisen selbst sich so bewegt, daß es möglichst viele Kraftröhren in sich aufnehmen kann. Der oben gefundene Satz für das Gleichgewicht und die Bewegung der materiellen Körper gilt also ebenso auch für die Bewegung und das Gleichgewicht der Kraftröhren. Wir können diese ganz wie materielle Gebilde ansehen, die nur unter Aufwendung sei es fremder, sei es eigener Energie sich in Bewegung setzen lassen und deshalb im Gleichgewicht sind, wenn ihre Energie ein Minimum geworden ist. Man sieht ferner leicht, daß Satz A. inhaltlich identisch ist mit den Sätzen A. und B. in § 48.

**§ 49. Niveauflächen, Einheitszellen.** In Fig. 98 mögen die mit Pfeilen versehenen Linien kurze Stücke einiger Kraftlinien darstellen. Wir denken uns zwei krumme Flächen, von denen $A$ und $B$ je ein kleines Stück darstellen, so gezeichnet, daß die Kraftlinien überall senkrecht auf ihnen stehen. Dann kann ein Einheitspol längs einer solchen Fläche ohne Arbeitsleistung verschoben werden, da ja die Kraft immer senkrecht auf der Verschiebung steht. Es werde nun ein Einheitspol von einem Punkte 1 der Fläche $A$ nach einem Punkte 2 der Fläche $B$, dann längs $B$ von 2 nach 3, von 3 nach einem Punkte 4 der Fläche $A$ und von 4 längs $A$ wieder nach 1 bewegt. Da zum Schlusse alles wieder im Anfangszustand ist, so muß die gesamte Arbeit Null sein, also

Fig. 98.

$$A_{12} + A_{23} + A_{34} + A_{41} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Ferner sind die beiden Arbeiten längs der Flächen $A$ und $B$ gleich Null, also $A_{23} = A_{41} = 0$, folglich:

$$A_{12} + A_{34} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

n die Arbeit bei der Verschiebung von 3 nach 4 derjenigen von ntgegengesetzt gleich ist, so kann statt Gleichung (2) auch ge- erden:

$$\underline{A_{12} = A_{13}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

n, die wie die oben benutzten überall senkrecht auf der Feld- hen, nennt man „Niveauflächen". Gleichung (3) läßt sich Worten wie folgt ausdrücken:

e Arbeit, die bei der Verschiebung eines Einheitspoles Niveaufläche zu einer anderen geleistet wird, ist unab- n Wege.

beit würde z. B. auch dann noch denselben Wert behalten, wenn nach $B$ auf einem beliebig verschlungenen Wege etwa von 5 nach

ge jetzt der Abstand $a$ zweier Niveauflächen so gewählt aß die Arbeit beim Übergang eines Einheitspoles von anderen gleich 1 ist. Da die Arbeit gleich Kraft mal Weg, $I.a$ ist, so folgt $H.a = 1$ oder

$$\underline{a = 1/H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wir uns in dieser Weise das ganze Feld von Niveauflächen durch- t uns deren Abstand ein ebenso anschauliches Bild der an jedem schenden magnetischen Feld- e die Dichte der Kraftlinien. Niveauflächen, desto stärker mögen die Flächen I und II e ein Stück zweier benach- uflächen darstellen. Wir er- Kraftkomponente $H_s$ in be- htung $AC = s$ aus: $H_s . s = 1$,

Fig. 94.

$$\underline{H_s = 1/s} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

st ja $H_s = H . \cos\alpha = H . a/s$ $= H . a = 1$.)

ie im oben angegebenen Ab- neten Niveauflächen werden en in Abschnitte, das ganze n geteilt, die wir als „Ein- " bezeichnen wollen. Da der iner Kraftröhre $q = 1/H$, s Abschnittes nach Gleichung (4) ebenfalls $a = 1/H$ ist, so ist er Zelle:

$$V = q\,a = 1/H^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Energiedichte war gefunden: $u = H^2/8\pi$ [§ 48, Gleichung (2)], der Energieinhalt einer Einheitszelle:

$$\underline{u_1 = u . V = 1/8\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

le Zellen derselbe. Daraus folgt:

B. Kennen wir für ein Feld die Zahl seiner Einheitszellen, so erhalten wir seine Gesamtenergie durch Multiplikation dieser Anzahl mit $1/8\pi$.

Zu genau demselben Resultat gelangen wir auch in einem Medium mit der Permeabilität $\mu$. Dort ist $u = B^2/8\pi\mu$, der Querschnitt einer Induktionsröhre ist $q = 1/B$. Ferner ist die auf einen Einheitspol wirkende Kraft $H' = B/\mu$. Die Arbeit ist also gleich 1 längs einer Strecke $a = 1/H' = \mu/B$. Somit wird das Volum einer Einheitszelle:

$$V = q \cdot a = \mu/B^2 \qquad (6a)$$

und der Energieinhalt:

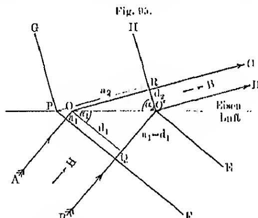
$$\underline{u_1 = u \cdot V = 1/8\pi} \qquad (7)$$

Wir können ferner leicht den folgenden Satz ableiten:

C. An der Grenze zweier Medien gehen die Niveauflächen stetig ineinander über; nur ihre Richtung erleidet eine Knickung.

Beweis: Sei $OO'$ die Grenze zwischen Luft und Eisen (Fig. 95). Die Induktionslinien $AOC$ und $BO'D$ haben in Luft den Abstand $d_1$, in Eisen $d_2$.

Fig. 95.




Senkrecht zur Zeichnungsebene möge in beiden Medien die Breite der Röhren 1 cm betragen, so daß $d_1$ und $d_2$ auch die Querschnitte der Induktionsröhren darstellen. Dann ist:

$$d_1 = 1/H, \quad d_2 = 1/B \text{ oder } d_2/d_1 = H/B \qquad (8)$$

Zwei Niveauflächen schneiden die Zeichnungsebene in $EO'H$ und $FPG$; sie bilden mit der Grenzfläche in Luft den Winkel $\alpha_1$, im Eisen $\alpha_2$. Nach § 38, Gleichung (7) ist

$$tg\,\alpha_1/tg\,\alpha_2 = 1/\mu \qquad (9)$$

Der Abstand $O'Q = a_1$ der beiden Niveauflächen in Luft ist gleich $1/H$, also nach Gleichung (8) auch

$$a_1 = d_1 \qquad (10)$$

Gesucht wird der Wert des Abstandes $a_2$. Es ist:

$$a_2/a_1 = \sin\alpha_2/\sin\alpha_1 \text{ und } d_2/d_1 = \cos\alpha_2/\cos\alpha_1 \qquad (11)$$

somit:

$$a_2 \cdot d_1/a_1 d_2 = tg\,\alpha_2/tg\,\alpha_1 = \mu \qquad (12)$$

$d_1 = a_1$:

$$\underline{a_2} = \mu d_2 = \mu / B = \underline{1/H'} \quad \ldots \quad (13)$$

e Feldstärke im Eisen, was zu beweisen war.

. **Gestalt der Niveauflächen; Potential.** Wir betrachten zu-
nen idealen Fall, nämlich das Feld eines einzelnen Poles von der
Die *Kraftlinien gehen* radial nach allen Seiten, die *Niveauflächen*
konzentrische Kugeln mit dem Pol $m$ als Mittelpunkt.
Schnitt durch den Mittelpunkt dieser Kugeln gibt als Durchschnitts-
t der Schnittebene konzentrische Kreise, deren Radien so zu
n sind, daß die Arbeit zwischen zwei benachbarten Niveauflächen
wird.
dem Coulombschen Gesetz ist $H = m/r^2$.
chieben wir also einen Einheitspol längs $r$ um eine sehr kleine
$r$, so ist die dabei von den magnetischen Kräften geleistete Arbeit

$$\delta A = H . \delta r = m . \delta r / r^2 \quad \ldots \quad (1)$$

äßt sich aber in folgender Weise umformen:
Größe $m/r$ ändert sich bei einer Verschiebung $\delta r$ um: $\delta(m/r) =$
$r) - m/r = - m . \delta r/(r + \delta r) r$; läßt man $\delta r$ immer kleiner
so daß es in der Summe $r + \delta r$ gegen $r$ verschwindet, so wird
.

$$\delta (m/r) = - m . \delta r / r^2 \quad \ldots \quad (2)$$

leichung (1) eingesetzt, gibt dies:

$$\underline{\delta A = - \delta (m/r)} \quad \ldots \quad (3)$$

chieben wir jetzt den Einheitspol von einer beliebigen Niveaufläche
Radius $r_1$ bis zu einer beliebigen anderen mit dem Radius $r_2$, so
gesamte Arbeit $A$ gleich der Summe aller Abnahmen von $m/r$,
h der Differenz zwischen Anfangs- und Endwert. Somit:

$$\underline{A = m/r_1 - m/r_2 = V_1 - V_2} \quad \ldots \quad (4)$$

bezeichnen die Größe

$$\underline{V = m/r} \quad \ldots \quad (5)$$

Potential" des Poles $m$ im Abstande $r$. Es stellt die Arbeit dar,
en magnetischen Kräften geleistet wird, wenn ein Einheitspol sich
nde $r$ bis in unendliche Entfernung bewegt; denn wenn $r_1 = r$
$\infty$, so wird $m/r_2 = 0$ und $A = m/r$.
Gleichung (4) erhalten wir die in § 40 festgesetzten Abstände
flächen, wenn wir die Radien so wählen, daß für zwei aufeinander
Flächen, z. B. die $n$te und die $(n+1)$te die Differenz:

$$m/r_n - m/r_{n+1} = 1 \quad \ldots \quad (6)$$

lso etwa ein Pol von der Stärke $m = 5$ gegeben. Es sollen die
hen oder vielmehr ihre kreisförmigen Durchschnitte mit der Zeich-
e so gezeichnet werden, daß $V = m/r$ ganzzahlige Werte annimmt
e der folgenden Tabelle). Die zugehörigen Werte von $r$ ergeben
leichung (5) zu $r = m/V$ (zweite Zeile der Tabelle).

Tabelle ($m = 5$; $r = m/V$).

| $V$ | $r$ | $V$ | $r$ |
|---|---|---|---|
| 1 | 5 | 5 | 1,0 |
| 2 | 2,5 | 6 | 0,83 |
| 3 | 1,67 | 7 | 0,72 |
| 4 | 1,25 | | |

In Fig. 96 ist von den so erhaltenen Kreisen nur je ein Quadrant gezeichnet. Tragen wir vom Punkte $m$ aus die Werte von $V$ als Ordinaten und die zugehörigen $r$-Werte als Abszissen auf, so erhalten wir eine Kurve, die in anschaulicher Weise die Abhängigkeit zwischen $V$ und $r$ angibt. Die Kurve hat die Gleichung $V.r = m = const$, ist also eine gleichseitige Hyperbel.

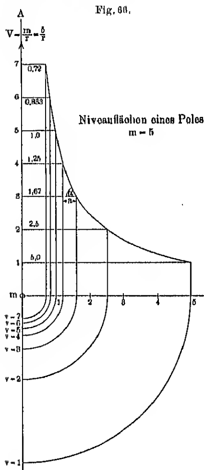


Fig. 96.

Der Abstand $a$ zwischen zwei aufeinander folgenden Kreisen ist gleich $1/H$. Ist an irgend einer Stelle $\alpha$ der Neigungswinkel der Hyperbel gegen die Abszissenachse, so ist

$$tg\,\alpha = 1/a = H \quad . \quad . \quad (7)$$

Die Steilheit der Kurve gibt also ein anschauliches Bild für die Stärke der magnetischen Kraft an der betreffenden Stelle. Es stellt ferner $1/a$ das Verhältnis zwischen einer Potentialänderung $\delta V = 1$ längs einer Strecke $a$ und der Strecke selbst dar, ist also gleich der Änderung $\delta_r V$, die das Potential längs einer Strecke von 1 cm in radialer Richtung erleiden würde, wenn längs dieser Strecke die Änderungsgeschwindigkeit konstant bliebe. Man bezeichnet deshalb auch die durch Gleichung (7) dargestellte Größe als das „Potentialgefälle", so daß man die Beziehung erhält:

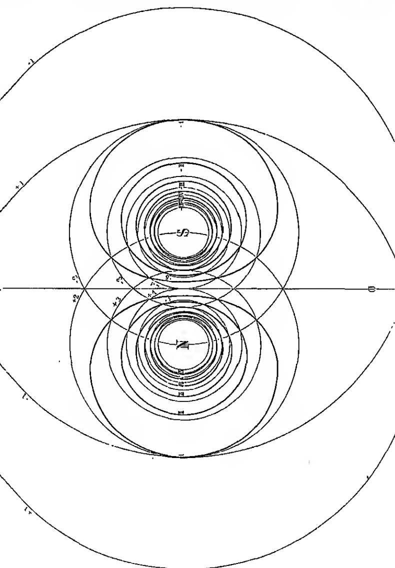
A. Feldstärke = Potentialgefälle.

In ganz ähnlicher Weise erhalten wir die Niveauflächen für zwei Pole. Da die Feldstärke nach dem Coulombschen Gesetz gleich der Resultante der von den beiden Polen erzeugten Einzelfeldstärken ist, so kann man die Arbeit bei der Verschiebung eines Einheitspoles aus der Unendlichkeit bis

...m betrachteten Punkt durch einfache Addition der gegen jeden der ...n Pole geleisteten Einzelarbeiten erhalten. Es ist also das Potential:

$$V = m_1/r_1 + m_2/r_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

...$_1$ und $m_2$ die Polstärken beider Pole und $r_1$ und $r_2$ die Abstände des ...chteten Punktes von den Polen. Wir erhalten also die Niveauflächen,

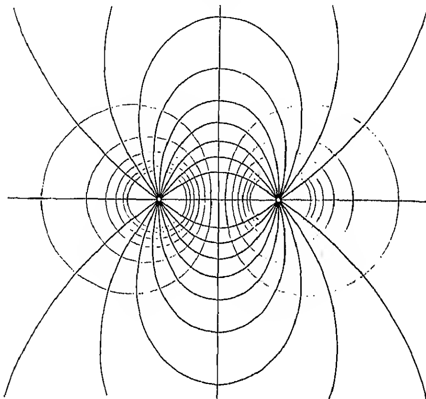


... die Flächen gleichen Potentiales, wenn wir die Punkte verbinden, für ...$m_1/r_1 + m_2/r_2$ denselben Wert hat.

Es seien etwa die beiden Pole entgegengesetzt gleich, also $m_1 = -m_2 = m$; ... ist: $V = m(1/r_1 - 1/r_2)$.

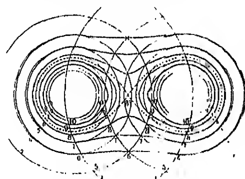
In der Fig. 97 ist $m = 6$ angenommen. Man zeichne zunächst die Niveaukreise für jeden der Pole, numeriere sie den zugehörigen Einzelpotentialen

Fig. 98.



entsprechend mit + 1, + 2 usw. resp. mit − 1, − 2 usw. Dann verbinde man diejenigen Schnittpunkte miteinander, für die sich ein konstanter Wert

Fig. 99.



der Nummerndifferenz ergibt. Dann erhält man die in der Figur stark ausgezogenen Kurven (bei der Ausführung der Figur ist zur Erzielung größerer

enauigkeit eine weit größere Anzahl von Niveaukreisen benutzt werden s tatsächlich gezeichnet sind). Die zu den einzelnen Kurven gehörigen erte des Potentiales $V$ sind durch die römischen Ziffern angegeben.

Fig. 98 zeigt die so erhaltenen Niveaulinien zusammen mit den zugehörigen, sie senkrecht durchschneidenden Kraftlinien. Dreht man die ganze gur um ihre Achse, so entstehen die bereits bekannten Kraftröhren, die rch die Niveauflächen in ringförmige „Einheitszellen“ zerschnitten werden.

Für zwei gleichnamige Pole erhält man die entsprechende Figur, wenn n $V = m\,(1/r_1 + 1/r_2)$ setzt, wenn man also die Schnittpunkte derjenigen veaukreise verbindet, für die die Nummernsumme konstant ist. Fig. 99 igt die Niveaulinien für diesen Fall.

**§ 51. Berechnung der Feldenergie.** Wir betrachten zunächst einen nzelnen Pol (also einen in Wirklichkeit nicht vorkommenden Idealfall), der e Gestalt einer Kugel vom Radius $a$ und die Polstärke $m$ besitze; wir wollen e Verteilung der Feldenergie in dem diesen Pol umgebenden Raum bechnen.

Die Niveauflächen umgeben den Pol in Gestalt konzentrischer Kugeln; s Potential an der Oberfläche der Kugel, in deren Mitte wir uns die agnetismusmenge $m$ konzentriert denken wollen, ist gleich $m/a$ und in undlicher Entfernung gleich Null. Da die Potentialdifferenz zwischen zwei nachbarten Niveauflächen gleich 1 ist, so ist die Zahl der im ganzen aume vorhandenen Niveauflächen gleich $m/a$.

Die $4\pi m$ vom Pole ausgehenden Kraftröhren teilen den Raum zwischen zwei Niveauflächen in $4\pi m$ Einheitszellen, die jede die Energie $1/8\pi$ entlten. Die ganze zwischen zwei Niveauflächen enthaltene Energie begt also:

$$4\pi m/8\pi = m/2 \text{ Erg.}$$

e Gesamtenergie des Feldes erhalten wir durch Multiplikation mit der Zahl r Niveauflächen, also mit $m/a$ zu:

$$\underline{U = m^2/2a} \quad \dots \dots \dots \dots \quad (1)$$

Es ist bemerkenswert, daß von dieser Energie der weitaus größte Teil emlich dicht um den Pol konzentriert ist, denn dort stehen ja die Niveauchen am dichtesten und die Einheitszellen haben den kleinsten Raumhalt. Umgibt man z. B. den Pol mit einer konzentrischen Kugel vom dius $2a$, so liegen innerhalb dieser Kugel $m/a - m/2a = m/2a$ Niveauchen, außerhalb bis ins Unendliche ebenfalls $m/2a$ Niveauflächen. Es ist so bereits die Hälfte der ganzen Feldenergie in dem verhältnismäßig kleinen ugelraume vom Radius $2a$ enthalten.

(In der Ausdrucksweise der Fernwirkungstheorie wird die durch Gleiung (1) dargestellte Größe wohl auch als das „Potential des Poles auf sich lbst“ bezeichnet.)

Wir betrachten nunmehr zwei beliebige ungleichnamige Pole $m_1$ und $_2$. $m_1$ sei positiv, $m_2$ negativ; $m_1$ sei numerisch größer als $m_2$. Beide Pole ögen als Kugeln mit den Radien $a_1$ und $a_2$ betrachtet werden. Ihr gegen und $a_2$ sehr großer Abstand sei $r$.

Dann ist das Potential an der Oberfläche des Poles $m_1$:

$$V_1 = m_1/a_1 + m_2/r \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

und an der Oberfläche von $m_2$:

$$V_2 = m_2/a_2 + m_1/r \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Die Potentialdifferenz beider Pole ist *also*:

$$V_1 - V_2 = m_1/a_1 - m_2/a_2 - (m_1 - m_2)/r \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Von $m_1$ nach $m_2$ gehen $-4\pi m_2$ Kraftröhren; der Rest von $4\pi(m_1 + m_2)$ Röhren erstreckt sich von $m_1$ ins Unendliche (genauer gesagt zu den als sehr weit entfernt gedachten anderen Polen der betrachteten Magnete). Die zwischen den beiden Polen übergehenden Kraftröhren werden durch die Niveauflächen in $V_1 - V_2$ Einheitszellen geteilt; es beträgt somit ihre Energie:

$$-\frac{1}{8\pi} \cdot 4\pi m_2 \,.\, (V_1 - V_2) = -\frac{m_2}{2}\,(V_1 - V_2);$$

die ins Unendliche verlaufenden Kraftröhren dagegen enthalten, da im Unendlichen $V = 0$ ist, jede $V_1$ Einheitszellen, so daß ihre Energie

$$\frac{1}{8\pi} \cdot 4\pi(m_1 + m_2) \,.\, V_1 = \frac{m_1 + m_2}{2} \cdot V_1$$

beträgt. Die Gesamtenergie des Feldes wird gleich der Summe beider Ausdrücke, also wenn man für $V_1$ und $V_2$ ihre Werte aus 2 und 3 einsetzt:

$$\underline{U = m_1^2/2a_1 + m_2^2/2a_2 + m_1 m_2/r} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Entfernt man die Pole bis ins Unendliche voneinander, so bleibt in Gleichung (5) *einfach die Summe der jedem Pole für sich zukommenden* Feldenergie übrig.

Ändert man die Entfernung $r$ um 1 cm, so ändert sich nur das letzte Glied der Gleichung (5). Die Energieverminderung $-\delta_r U$ bei einer Verkleinerung von $r$ um 1 cm muß nach § 49, Gleichung (8) gleich der Anziehungskraft $K$ sein, die die Pole scheinbar in die Ferne aufeinander ausüben, es ist also:

$$-\delta_r U = K = -\delta_r\,(m_1 m_2/r) = -m_1 m_2 \,.\, \delta_r\,(1/r) = +\, m_1 m_2 \,.\, 1/r^2 \quad (6)$$

(vgl. die Ableitung von Gleichung (2), § 50, wenn man dort $m = 1$ setzt).

Gleichung (6) kann auch geschrieben werden:

$$K = -m_2 \,.\, \delta_r (m_1/r) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (7)$$

Die Kraft $K$, die ein fester Pol $m_1$ auf einen beweglichen $m_2$ ausübt, ergibt sich also, wenn man das Potentialgefälle $-\delta_r(m_1/r)$ des festen Poles am Orte des beweglichen, d. h. die dort herrschende Feldstärke mit der Polstärke des beweglichen Poles multipliziert.

Dieses Resultat gilt ganz allgemein. Ist die Potentialverteilung in einem von beliebigen Magneten herrührenden Felde gegeben, so ist immer die Kraft auf einen in das Feld gebrachten Einheitspol gleich dem Potentialgefälle an dem beobachteten Punkt (vgl. § 50, Satz A). Der soeben gefundene Wert für die gegenseitige Einwirkung zweier Magnete [Gleichung (6)] ist völlig identisch mit dem Ansatz der Fernwirkungstheorie, d. h. dem Coulomb-Gesetz. Was aber bei dieser Theorie als Grundannahme auftritt, nämlich eine gegenseitige Anziehung oder Abstoßung zweier Mengen $m_1$ und $m_2$ eines hypothetischen magnetischen Fluidums, nach einem durch Gleichung (6) ausgedrückten Gesetz, erhalten wir in der Feldtheorie als Folge einer An-

anz anderer Art, nämlich daß an jeder Stelle des Feldes eine ichte im Betrage von $u = H^2 \mu / 8\pi$ aufgespeichert sei; welcher Veränderung im Medium ist, deren Hervorbringung diesen Energie- erforderte, bleibt dabei gänzlich unbestimmt. Die Kräfte auf veglichen Körper in beliebiger Richtung ergeben sich dann aus rung, die die gesamte Feldenergie $U$ bei einer Verschiebung des m 1 cm in dieser Richtung erleidet. Die in einem Raume ein- ne „Magnetismusmenge" ist nichts weiter als ein abgekürzter Aus- den $4\pi^{ten}$ Teil des aus diesem Raume herausdringenden Kraft- uch die im § 29 eingeführte Vorstellung von den Spannungen und n den Kraftröhren kann man jetzt, wenn man will, ganz unberück- ssen; zur Berechnung der mechanischen Kräfte genügt die Existenz denergie von dem angegebenen Betrage in Verbindung mit dem n der Erhaltung der Energie. Die Faradayschen Spannungen och den Vorzug der unmittelbaren Anschaulichkeit, und können ls Hilfsvorstellung beibehalten werden, auch wenn man sie aus em Grunde nicht als reell bestehend ansehen will.

Drittes Kapitel.

# Grundtatsachen der Elektrostatik.

**§ 52. Fundamentalversuche; Elektrisierung durch Reibung.** Schon im Altertum war bekannt, daß der Bernstein (griechisch: „Elektron") durch Reiben die Fähigkeit erlangte, leichte Körperchen, wie Stroh, Asche u. dgl. anzuziehen. Deshalb führte W. Gilbert (1540 bis 1603) für diese Eigenschaft, die er *außer am Bernstein* noch an einer *ganzen Reihe* anderer Körper nachwies, den Namen „elektrische Kraft" (vis electrica) ein. Wir bezeichnen einen Körper, der durch Reiben oder auf sonstige Weise in den genannten Zustand versetzt ist, als „elektrisiert" oder „*elektrisch geladen*" und sprechen von der „Elektrizität" als der Ursache der im folgenden besprochenen *Erscheinungen.*

Zum Nachweis der genannten Wirkung benutzt man als anzuziehende Körper am besten kleine Kugeln aus Holundermark oder auch Korkstaub,

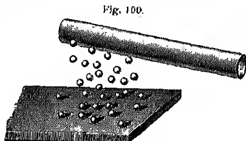


Fig. 100.

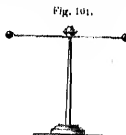


Fig. 101.

Asche, Papierschnitzel, freihängende dünne Fäden u. dgl. Als anziehende, durch Reiben mit der Hand, einem Papierblatt, einem wollenen oder einem seidenen Lappen, dem Rockärmel usw. elektrisch werdende Körper können unter anderem dienen: Glas, Siegellack, *Hartgummi*, Schwefel, Harz, Schellack, Paraffin, Kalkspat. Die Anziehung wirkt auf mehrere Centimeter Entfernung (*Fig. 100*), nimmt jedoch mit zunehmendem Abstand rasch ab.

Gilbert nennt als Körper, die durch Reiben elektrisch werden, außer den bereits genannten, u. a. noch Edelsteine, Bergkristall, Spate, Steinsalz; unelektrisch dagegen bleiben nach Gilberts *Angabe*: Achat, Perlen, Alabaster, Marmor, Knochen, Elfenbein und alle Metalle. Wir werden weiter unten *sehen, daß* die letzte Reihe einer gewissen Revision bedarf. Gilbert fand ferner, daß die Anziehung eines elektrisierten Körpers auf alle anderen Körper in merklich gleicher Weise wirkt, wenn man sie nur genügend leicht

macht. So konnte er z. B. die Anziehung eines Metalles an der
01 abgebildeten „elektrischen Nadel“ nachweisen, die einfach aus
chstreifen mit zwei Kugeln am Ende bestand und mittels eines
auf einer Spitze schwebte. Hier *zeigte sich also ein wesentlicher*
ed gegenüber dem Magnetismus, der nur auf die wenigen ferro-
chen Metalle kräftig, dagegen auf alle anderen Körper kaum merk-
.

n hier und im folgenden von „Anziehung“ und „Abstoßung“ die
so sollen diese Worte ebenso wie früher beim Magnetismus nur eine

Fig. 102.

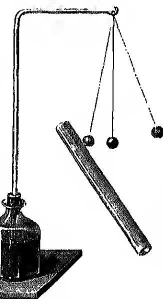
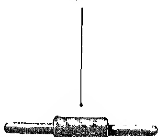


Fig. 103.



möglichst kurze Umschreibung der tatsächlich beobachteten Bewegungen ausdrücken, ohne daß dabei an eine wirkliche Einwirkung in der Ferne gedacht zu werden braucht; wir werden in der Tat im vierten Kapitel eine Anschauung der elektrischen Vorgänge entwickeln, die der im zweiten *Kapitel dargestellten* Anschauung der magnetischen Vorgänge genau nachgebildet ist.

anderes Mittel, den *anzuziehenden Körper* leicht beweglich zu
esteht in der Aufhängung an einem langen dünnen Zwirnfaden
Benutzt man als Träger, wie in der Figur angedeutet, einen
so *findet* man manchmal, daß das angezogene Kügelchen, wenn
ziehenden Körper berührt hat, nunmehr **abgestoßen** wird;
rung dieses von O. v. **Guericke** 1671 entdeckten Verhaltens soll
n erfolgen.

rsuchen in einem großen Hörsaal benutzt man am besten Röhren
papier, die an möglichst langen Fäden *aufgehängt* sind[1], oder
allons.

nziehung zwischen dem elektrisierten und dem unelektrischen
eine gegenseitige. Hängt man einen geriebenen *Stab aus* einer
ngeführten Substanzen, wie Fig. 103 zeigt, in einer Papierschlinge
angen ungedrehten Faden auf, so wird er von jedem genäherten
ezogen.

Herstellung der Röhren wickelt man ein passend geschnittenes Stück
einen Lampenzylinder und *verklebt* die Ränder mit Gummilösung.

**§ 53. Positive und negative Elektrizität.** Im Jahre 1733 entdeckte *Dufay*, daß es zwei verschiedene *Arten von Elektrizität gebe.*

Wir hängen einen durch Reiben elektrisierten Glasstab in der soeben (Fig. 103) angegebenen Weise drehbar auf und nähern ihm einen zweiten in der Hand gehaltenen geriebenen Glasstab; der bewegliche Stab wird abgestoßen; von einem geriebenen Siegellackstabe dagegen wird er angezogen. Ebenso wird ein drehbar aufgehängter geriebener Siegellackstab von einem anderen Siegellackstabe abgestoßen, von einem Glasstabe dagegen angezogen.

Wir haben es hier also mit zwei verschiedenen elektrischen Zuständen zu tun, derart, daß gleichartig elektrische Körper sich abstoßen, ungleichartige sich anziehen.

Macht man denselben Versuch noch mit einer Reihe anderer Körper, so findet man, daß es jedenfalls nur zwei Arten von Elektrizität gibt, derart, daß immer die mit der einen Art behafteten Körper alle gleichartig geladenen abstoßen, alle ungleichartigen anziehen [1].

Dufay schlug für die beiden Arten von Elektrizität die Namen Glas- und Harzelektrizität vor. Heute ist allgemein die von B. Franklin (um 1750) stammende Benennung „positive" und „negative" Elektrizität in Gebrauch. Die Art der erzeugten Elektrizität hängt nicht nur von dem geriebenen Körper, sondern auch von der Art des Reibzeugs ab; unter anderem ist ein mit Seide oder mit auf Leder verriebenem Zinnamalgam [2]) geriebener Glasstab positiv elektrisch; ein mit Wolle oder Fell geriebener Harz-, Siegellack- oder Hartgummistab dagegen negativ elektrisch (näheres s. § 58).

Im folgenden soll eine von Lichtenberg [3]) eingeführte Abkürzung benutzt und positive Elektrizität als „+ E", negative als „— E" bezeichnet werden. Der eigentliche Sinn der Benennungsweise Franklins kann erst weiter unten erklärt werden.

**§ 54. Leiter und Nichtleiter der Elektrizität.** Man war lange der Meinung, daß die Körper der zweiten Gilbertschen Reihe (s. § 52), namentlich also die Metalle überhaupt, nicht in elektrischen Zustand versetzt werden könnten.

Im Jahre 1729 entdeckte jedoch St. Gray [4]), daß ein Metalldraht, dessen Ende mittels eines Korkstopfens in das offene Ende einer Glasröhre eingesteckt war, und eine an den Draht angehängte Metallkette ihrer ganzen Ausdehnung nach elektrisch wurden und die Eigenschaft erhielten, leichte Körperchen anzuziehen, sobald man die Glasröhre durch Reiben elektrisch machte. Dadurch war bewiesen, daß die Metalle nicht nur den elektrischen Zustand anzunehmen, sondern daß sie ihn auch fortzuleiten imstande sind.

---

[1]) Der Versuch ergibt: Alle Körper, die von einem Glasstabe abgestoßen werden, stoßen sich auch gegenseitig ab; alle die von einem Siegellackstabe abgestoßen werden, stoßen sich ebenfalls gegenseitig ab; dagegen ziehen je zwei den beiden verschiedenen Klassen angehörige Körper sich an.

[2]) Zur Herstellung des Amalgams lege man ein Stanniolblatt auf ein Stück weiches Leder, gieße einige Tropfen Quecksilber darauf und verreibe das entstehende Amalgam mit dem Finger oder mit einer Bürste.

[3]) Comment. Soc. Göttingen 1777.

[4]) Phil. Trans. 1731, 1732, 1735, 1736.

sselbe Eigenschaft fand man dann an allen Körpern, die durch Reiben
hend nicht erregbar waren; durch Desaguliers[1] wurde für sie der
„Leiter der Elektrizität" eingeführt.

e nach Gilberts Angabe durch Reiben elektrisierbaren Körper dagegen
ine Leiter; denn wenn man z. B. einen langen Glasstab an einem
urch Reiben elektrisch macht, so zeigt das andere Ende keine Spur
iehender Wirkung. Man nennt deshalb diese Körper auch „Nicht-

Leiter kann nur dann den elektrischen Zustand annehmen, wenn er
on Nichtleitern umgeben ist; man sagt von einem solchen Leiter, er
iert" und nennt die Nichtleiter auch „Isolatoren". Ist der Leiter mit
Leitern und durch diese mit dem Erdboden in Verbindung, so wird
f ihm befindliche elektrische Ladung sofort abgeleitet. Aus der Tat-
aß es überhaupt möglich ist, bei Anwendung isolierender, d. h. nicht
r Stützen einem Leiter eine elektrische Ladung zu erteilen, folgt, daß
Leiter rings umgebende Luft auch ein Nichtleiter sein muß.

festigen wir einen Metallstab an einem nichtleitenden Handgriff
ckstange), so können wir ihn durch Reiben mit einem Nichtleiter, z. B.
eidenen Lappen oder einem Stück Gummi, elektrisch machen; das-
lt für alle anderen Leiter. Die Eigenschaft, durch Reiben elektrisch
en, kommt also allen Körpern zu; nur müssen die Leiter isoliert sein,
t ihre Elektrizität sofort zur Erde ableitet. Wasser ist ein Leiter,
rührung eines geladenen Metallstabes mit einer Wasserfläche[2] läßt
ie Ladung verschwinden. Da manche isolierende Körper die Eigen-
aben, sich an ihrer Oberfläche mit einer Wasserhaut zu überziehen
kopische Körper), namentlich bei feuchtem Wetter, so gelingen die
hen Versuche bei solchem Wetter häufig schlecht. Glas besitzt diese
Eigenschaft sehr stark, so daß es sich auf den ersten Anschein
al eher wie ein Leiter als wie ein Isolator verhält[3].

ischen Leitern und Nichtleitern gibt es in Wirklichkeit keine strenge
sondern es bestehen alle Arten von Zwischenstufen, von den besten
den schlechtesten Leitern. Eine *genauere* Klassifizierung kann erst
rfolgen, hier genüge eine für praktische Zwecke ausreichende Ein-
in drei Gruppen: Leiter, Halbleiter und Nichtleiter. Zur ersten
sollen alle Körper gerechnet werden, welche den elektrischen Zustand
olierten Leiters durch Berührung in unmerklich kurzer Zeit ver-
zu der zweiten Gruppe *diejenigen*, bei *denen* eine, wenn auch kleine,
ohne weitere Hilfsmittel merkliche Zeit zur Vernichtung des Zu-
erforderlich ist, zur dritten diejenigen, bei denen diese Zeit sehr groß
mehrere Minuten oder Stunden beträgt).

r geben nachfolgend eine Tabelle der bekannteren Leiter, Halbleiter
htleiter, wobei die *aufgeführten* Stoffe *in der Reihenfolge von den*
u den schlechtesten Leitern geordnet sind:

[1] Phil. Trans. 1739 bis 1742.

[2] Das Wasser darf natürlich nicht isoliert sein; es muß sich in einer Metall-
efinden.

[3] Bleihaltiges Glas (sog. Flintglas) zeigt diese Störung weniger, als das zu
und Geräten in Deutschland fast ausschließlich verarbeitete Crownglas
ttel zur Beseitigung der Oberflächenleitung s. § 55.

| Leiter | Halbleiter | Nichtleiter |
|---|---|---|
| Metalle | Alkohol (wasserfrei) | Fette Öle |
| Kohle | Äther | Asche |
| Graphit | Glaspulver | Eis bei − 25° |
| Wasser und wässerige Lösungen | Lufttrockenes Holz | Phosphor |
| Schnee (naß) | Marmor | Kreide |
| Lebende pflanzliche und tierische Teile | Papier | Terpentinöl (reinstes) |
| Lösliche Salze | Stroh | Hartgummi |
| Leinen | Eis bei 0° | Porzellan |
| Baumwolle | | Leder, Pergament |
| | | Federn, Haare, Wolle, Seide |
| | | Edelsteine, Glimmer, Glas |
| | | Wachs, Paraffin |
| | | Schwefel |
| | | Harze |
| | | Bernstein |

Die Wärme wirkt auf das Leitvermögen indirekt ein durch Trocknung; so werden Papier, Pappdeckel und Holz durch Erwärmung auf etwa 70° während einiger Minuten zu vorzüglichen Isolatoren, die durch Reiben mit einer Bürste oder einem Wollappen stark elektrisch werden. Daß das Papier seine Leitfähigkeit bloß seinem Wassergehalt verdankt, beweist man leicht, wenn man das noch heiße Papier durch geschmolzenes Paraffin zieht. Dann bleibt es auch nach dem Erkalten ein Nichtleiter, weil der Paraffinüberzug ein Anziehen von Feuchtigkeit verhindert. Ebenso wird die Isolation eines Glasstabes durch mäßiges Erwärmen erhöht. Stärkere Erwärmung dagegen erhöht die Leitfähigkeit der meisten Halb- und Nichtleiter; bei 200° ist z. B. das Glas schon ein ziemlich guter Leiter.

Die Luft, sowie alle anderen Gase und Dämpfe sind sehr gute Isolatoren, was ja schon aus der Tatsache hervorgeht, daß es überhaupt möglich ist, einen Körper, der allseitig von Luft umgeben ist, längere Zeit hindurch in geladenem Zustande zu erhalten. Auch feuchte oder neblige Luft leitet nicht etwa besser, wie früher häufig behauptet wurde; die schnelleren Verluste isolierter Leiter in feuchter Luft rühren vielmehr lediglich von der Leitung der feucht gewordenen Stützen her.

Der experimentelle Nachweis dieser Tatsache gelingt leicht, wenn man gegen einen geladenen Leiter, der an einem sehr langen Seidenfaden hängt, Wasserdampf aus einem kleinen Dampfkessel bläst. Es findet nicht die geringste Beschleunigung des Ladungsverlustes statt. Zum Nachweis des Ladungszustandes dient hierbei eines der im § 57 zu beschreibenden Elektroskope.

Gute Leiter dagegen sind die von einer Flamme aufsteigenden Gase. Man benutzt diese Eigenschaft, um elektrisierten Körpern ihre Ladung rasch und vollständig zu entziehen. Bewegt man nämlich einen durch Reibung elektrisierten Körper über einer kleinen Flamme ein paarmal hin und her,

…t jeder Punkt von den leitenden Gasen berührt und dadurch eine …dige Entladung herbeigeführt [1]).

**…55. Sogenannte „Mitteilung" der Elektrizität.** Wir nähern eine …g *geriebene Glas- oder Siegellackstange einer an einem ungefärbten* …aden, also an einem Nichtleiter, aufgehängten Kork- oder Holunder- …gel. Die Kugel wird zuerst angezogen, nach der Berührung mit dem …erten Stabe aber sofort wieder abgestoßen und bleibt in einiger Ent- … vom Stabe schweben. Entfernen wir den Stab und nähern nun der …uf einem in der Hand gehaltenen Blechstück kleine Papierschnitzel, …en diese von der Kugel *angezogen* und unmittelbar nach der Be- …g wieder abgestoßen. Die Wirkung auf die Papierschnitzel zeigt, daß …el selbst elektrisch geworden ist, und daß sie ihren Zustand auf andere … (die Papierschnitzel) weiter übertragen kann. Da die „durch Berührung" …urch Mitteilung" *elektrisierte Kugel von der geriebenen Stange*, der sie …lung verdankt, **abgestoßen** wird, so schließen wir, daß die mitgeteilte … der auf der mitteilenden Stange vorhandenen **gleichnamig** ist. War … erregende Körper eine mit Amalgam geriebene Glasstange, so wird, … nach § 53 positiv elektrisch ist, auch die Kugel eine + Ladung er- … Zum Beweise nähern wir der durch Mitteilung mittels eines Glas- …elektrisierten Kugel eine geriebene Siegellackstange und finden, daß …e Kugel **anzieht**. Umgekehrt wird die Kugel, wenn sie durch Mit- … von einer Siegellackstange — elektrisch gemacht ist, von der Siegel- …ge abgestoßen und von der Glasstange *angezogen*.

…r *weiteren Bekräftigung unserer Resultate dienen noch folgende* …e:

…r hängen zwei Korkkugeln, jede für sich, an einer Stütze, wie in …2, auf und elektrisieren beide mittels eines Glasstabes. Nähern wir …e Kugeln einander, so stoßen sie sich ab. Dasselbe findet statt, wenn …it einem Siegellackstabe elektrisiert sind. Wenn dagegen die eine mit …lasstabe, die andere mit einem Siegellackstabe elektrisiert ist, so ziehen … an. Das in § 58 gefundene Gesetz, daß gleichartig elektrisierte …sich abstoßen, ungleichnamig elektrisierte sich anziehen, gilt also nicht … die durch Reibung direkt elektrisierten Körper, sondern auch für …die *ihren Zustand durch Mitteilung erhalten haben* [2]).

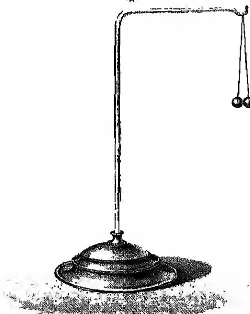
…ngen wir eine Korkkugel mittels eines Leinenfadens an einem Metall- …uf, so ist es infolge der Leitfähigkeit des Fadens und Stativs nicht … ihr eine Ladung zu erteilen und es tritt keine Abstoßung ein; …uch gelingt dagegen wieder, wenn wir den Leinenfaden an einem …egellack befestigen; jetzt leitet zwar der Faden, aber die Ladung kann …

[1]) Diese Wirkung der Flammen wurde von Mitgliedern der Florentiner Aka… … Jahre 1667 entdeckt.

[2]) …er Vorgang der Elektrizitätsübertragung durch „Mitteilung" ist nicht …einfach, wie er im ersten Augenblick erscheint; die Mitteilung von einem …er zu einem anderen Nichtleiter oder zu einem Leiter gelingt nur mittels …ktrischer Körper, von denen aus der Übergang bereits vor der völligen Be… … durch Vermittelung eines „Funkens" erfolgt. Dagegen findet der Über- …schen zwei Leitern, die sich berühren, auch bei beliebig kleiner Ladung …(Näheres über die Mitteilung s. § 62.)

*nur bis zum Siegellack dringen.* Daß *der ganze* Faden elektrisch geworden ist, zeigt man durch Berührung des Fadens mit dem Finger an seinem oberen befestigten Ende. Sofort verliert die Korkkugel ihre Eigenschaft, unelektrische Körper anzuziehen, oder von einem gleichnamig elektrischen Körper abgestoßen zu werden. Aus dem Versuch folgt gleichzeitig, daß der menschliche Körper ein Leiter ist. Für die weitere Untersuchung ist es bequemer, statt eines einfachen Korkpendels zwei dicht nebeneinander hängende zu benutzen (Fig. 104), die mit Leinenfaden an einem gut isolierenden Glashaken oder an Siegellack befestigt sind[1]). Wenn man die Pendel elektrisiert, so stoßen sie sich gegenseitig ab, so daß man ohne weiteres sieht, ob sie geladen sind oder nicht. Um zu untersuchen, ob irgend ein Körper ein Leiter oder Nichtleiter ist, braucht man jetzt nur die Fäden der Pendel *mit ihm zu berühren. Fallen die Pendel zusammen, so ist der Körper ein Leiter.* Ist keine Änderung zu bemerken, so ist er ein Nichtleiter. Ein derartiges Doppelpendel stellt die einfachste Form eines „Elektroskopes" dar (siehe auch § 57).

Fig. 104.



**§ 56. Behandlung isolierender Stützen.** Es scheint hier der Ort, einige praktische Bemerkungen über isolierende Stützen an elektrischen Apparaten und ihre Behandlung einzuschalten, da das Gelingen der meisten elektrostatischen Versuche hauptsächlich von dem Zustand dieser Stützen abhängt:

Bei vom Mechaniker angefertigten Apparaten dienen als Isoliermaterialien hauptsächlich: Glas, Hartgummi, Bernstein, neuerdings wohl auch amorpher Quarz (sog. Quarzglas).

*Von den verschiedenen Glassorten isolieren am besten die sogenannten* Bleigläser. Alle Gläser sind jedoch mehr oder weniger hygroskopisch; die Oberfläche zersetzt sich und scheidet freies Alkali aus, das stark wasseranziehend wirkt, so daß eine leitende Oberflächenhaut entsteht. Man entfernt diese Haut, indem man das Glas zuerst mit einer verdünnten Säure, dann mit destilliertem Wasser abwäscht und durch vorsichtiges Erwärmen auf etwa 50° (bis man das Glas eben nicht mehr anfassen kann) trocknet. Manch-

[1]) Man beachte die Bemerkungen im folgenden Paragraphen über die Behandlung isolierender Stützen.

gt auch bloßes Erwärmen des Glases, um ihm für kurze Zeit ge-
solationsfähigkeit zu geben. Überzieht man das Glas in warmem
e mit einer dünnen Schicht von Bernsteinlack, so isoliert es auch
lten und Trocknen des Lacks auch in relativ feuchter Atmo-
m Verlauf von Monaten und Jahren wird jedoch der Lacküberzug
muß nach Abkratzen und Abwaschen mit Spiritus oder Terpentin,
ndlung des Glases wie oben, erneuert werden.

ummi ist in neuem Zustande ein vorzüglicher Isolator. Im Laufe
xydiert sich jedoch der in ihm enthaltene Schwefel an der Ober-
schwefliger Säure und Schwefelsäure, die aus der Luft Wasser

Fig. 105a.



Fig. 105b.



Fig. 106.

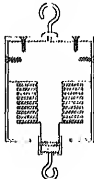


Fig. 107.



nd die Oberfläche leitend machen. Aufbewahrung im Dunkeln
t diesen Vorgang. Man reibe alten Hartgummi mit feinem
(nicht Schmirgelpapier!) ab oder wasche ihn zuerst mit Seifen-
nn mit reinem destilliertem Wasser, zuletzt mit Alkohol. Nach
n Trocknen reibe man ihn mit einem Lappen ab, der mit ganz
leum getränkt ist. Die dünne, isolierende Petroleumhaut schützt
che vor Oxydation; sie hat dagegen den Nachteil, den Staub fest-
und muß deshalb von Zeit zu Zeit wieder abgewischt werden.
Bildung einer zusammenhängenden leitenden Staubschicht kann
beim Hartgummi und bei allen anderen bearbeitbaren Isolier-
schützen, wenn man nach H. Schering[1]) eine Anzahl Nuten
. (s. Fig. 105a u. b); dies empfiehlt sich namentlich bei solchen
en, die vom Experimentator in die Hand genommen werden
g. 106 zeigt einen isolierenden Haken, der noch zum Schutze
b mit einer Metallkappe umgeben ist.

rnsteinisolation sind besondere Vorsichtsmaßregeln nicht nötig, die
t, wenn nur für Fernhaltung von Staub gesorgt wird (der fast
hygroskopisch ist) eine fast absolute; nur die geringe mechanische
verbietet die Herstellung größerer Teile aus diesem Material.

hr guter Isolator ist auch der Schwefel, nur ist seine mechanische
noch geringer als die des Bernsteins. Gegossener Schwefel läßt
nd der ersten Stunden nach dem Erstarren leicht mit Werk-

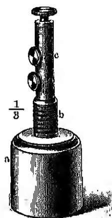
s. Z.S. 5, 451, 1904.

zeugen bearbeiten; später wird er spröde infolge Umwandlung in eine andere Kristallform.

Man erspart sich viel Ärger bei Demonstrationen, wenn man an allen Apparaten, bei denen es auf sehr gute Isolation ankommt, namentlich also an Elektrometern, die Hartgummiisolation durch Bernstein oder Schwefel ersetzt.

Für größere Leiter, wie Kugeln, Zylinder u. dgl., wendet Verfasser, wenn Aufhängung an Seidenfäden aus irgendwelchen Gründen ausgeschlossen ist, mit Vorteil den in Fig. 107 in etwa halber Größe im Durchschnitt dargestellten Schwefelisolator an. Er besteht aus einem gegossenen Schwefelzylinder (als Gußform dient eine Pappröhre) mit zwei eingesetzten Messingröhren von 18 mm Durchmesser. Die untere wird auf die Stange eines Stativs geschoben, in die obere paßt ein an dem zu isolierenden Leiter angebrachter kurzer Stiel. Größere Kugeln kann man auch einfach auf den hohlgedrehten Rand auflegen. Zur Isolation von ganzen Apparaten (Elektrometer, Leidener Flaschen usw.) kann ein Metallitischchen aufgesetzt werden. Anwendungen findet man in vielen Figuren dieses Kapitels dargestellt.

Fig. 108.




Ebenfalls der mannigfachsten Anwendung fähig und sehr zu empfehlen sind[1]) die Holtzschen Fußklemmen (Fig. 108), die namentlich zum Einklemmen von Drähten, Blechen u. dgl. dienen; etwa vier Stück dieser Klemmen sind für die im folgenden beschriebenen Versuche unentbehrlich. Sie bestehen aus einem schweren Bleifuß (*a*), einem Hartgummistück (*b*)[2]) und dem mit mehreren Klemmschrauben versehenen Messingzylinder (*c*).

Für improvisierte Apparate kommen als Isolatoren in erster Linie Siegellack, Schellack und Paraffin in Betracht. Alle drei isolieren vorzüglich, nur muß für Sauberkeit der Oberfläche gesorgt werden. Beim Schmelzen von Siegellack und Schellack hüte man sich vor zu starker Erhitzung; denn wenn die Oberfläche anbrennt oder verkohlt, so wird sie leitend. Alte Siegellack- oder Schellackstützen schabe man mit einem Messer ab und glätte dann die Oberfläche wieder durch Erwärmen mit einer Flamme bis zum beginnenden Schmelzen. Paraffin, das wohl bloß in Form von gegossenen Platten als Unterlage für ganze Apparate in Betracht kommt, wird einfach von Zeit zu Zeit mit dem Messer abgeschabt oder abgehobelt.

**§ 57. Elektroskope und Elektrometer.** Wir haben bereits das in Fig. 104 dargestellte Doppelpendel als ein „Elektroskop" bezeichnet. Für genauere Versuche ist es nötig, Störungen, wie sie namentlich durch Luftströmungen verursacht werden, durch Einschließen in ein Gefäß zu be-

---

[1]) Z.S. f. Unterr. 3, 55, 1888.

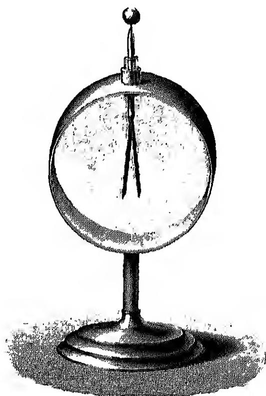
[2]) An dessen Stelle eventuell auch der oben beschriebene Schwefelisolator treten kann.

uf für möglichst vollkommene Isolation zu sorgen. Ferner wird ch die Empfindlichkeit möglichst erhöhen, um auch sehr kleine nachweisen zu können.

ch eine Gradeinteilung angebracht, an der man die Größe des s ablesen kann, so bezeichnet man die Vorrichtung als „Elektro-Es mögen hier zunächst nur diejenigen Instrumente beschrieben e namentlich für Demonstrationsversuche und rohere Messungen kommen[1]); sie besitzen sämtlich bloß ein einziges geladenes tem, und bestehen demgemäß alle: 1. aus einer Schutzhülle; olierenden Stütze und 3. einem in letzterer befestigten Leiter-us aus einem festen und einem den elektrischen Zustand an-beweglichen Teil besteht, 4. einer Skala, an der die Stellung chen Leiter abgelesen wird.

109.

Fig. 111.



0.

lle besteht bei älteren Instrumenten manchmal ganz aus Glas d 110); dadurch entstehen Fehler, wenn das Glas durch Be-

re Elektrometerformen, namentlich solche für genauere Messungen, st befindet sich auch eine Empfindlichkeitstabelle.

rührung mit der Hand oder auf andere Weise elektrisch geworden ist, und dann auch die abgeleiteten Blättchen zum Divergieren bringt. Man kann diesen Fehler wenigstens teilweise beseitigen, wenn man auf die Glashülle in der Ebene, in der die Pendel schwingen, innen und außen einen Stanniolstreifen aufklebt (Fig. 110).

Am besten macht man die Seitenwände der Hülle aus Metall und nur die Vorder- und Hinterwand, die ja durchsichtig sein müssen, aus Glas (*Fig.* 111). Will man bei genaueren Arbeiten störende Wirkungen auch dieser Glasflächen ausschließen, so überziehe man sie mit einer dünnen Haut von Glyzerin oder bedecke sie mit einem Drahtnetz.

Als Isoliermaterial für Elektroskope sollte Glas niemals verwandt werden, Glasröhren als äußerer Halt für leicht zerbrechliche Isoliermittel wie Schellack, Harz, Siegellack, Schwefel, sind ebenfalls wegen der dadurch

Fig. 112.

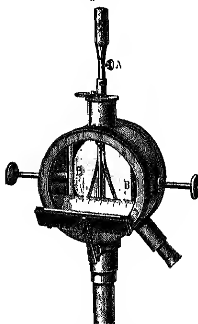



Fig. 113.

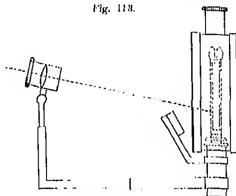
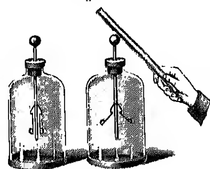


Fig. 114.



verursachten Rückstandsbildung (s. § 103) zu verwerfen. Man ersetze sie, wo vorhanden, durch Metallröhren. Hartgummi ist wegen seiner in § 56 erwähnten Veränderlichkeit auch nicht sehr zu empfehlen. Am besten bewähren sich, wie schon gesagt, Bernstein (von Quincke vorgeschlagen) und Schwefel.

Das mit im Innern des Instruments befindlicher Bernsteinisolation versehene Elektroskop nach Elster und Geitel[1]) (Fig. 112 und 113) verliert, wenn die herausragende Zuleitung entfernt und die Öffnung verschlossen ist, in 24 Stunden höchstens 1/5 seiner Ladung.

[1]) Fabrikant: Günther und Tegetmeyer, Braunschweig.

Das Leitersystem enthält in jedem Falle eine Zuleitung, die durch die
iorstütze, oder falls diese im Innern befindlich (Fig. 113), durch eine Öffnung
Hülle hindurch die Verbindung zwischen dem Außenraume und dem Innern
Instrumentes herstellt. Ihr äußeres Ende wird meist durch einen Knopf
r durch eine Platte gebildet, die auf den Zuführungsdraht aufgeschraubt
l zweckmäßigerweise auswechselbar sind. Ferner empfiehlt es sich, an
 Stiel eine kleine Bohrung mit einer Klemmschraube anzubringen, um
eitungsdrähte darin zu befestigen (bei *A* in Fig. 112).

Der innere bewegliche Teil des Leitersystems, also der wesentlichste
l des ganzen Instruments, kann sehr verschieden gestaltet sein. Meist
l es zwei gleich gestaltete Pendel, die sich im geladenen Zustande gegen-
ig abstoßen und je nach der verlangten Empfindlichkeit aus Strohhalmen
ch Volta, Fig. 110), Papierstreifen [nach H. Kolbe[1]), Fig. 114], Blattgold
ch A. Bennet, 1787) oder Blattaluminium (Fig. 111 und 112) bestehen.

Neuerdings hat Th. Wulf[2]) als bewegliche Leiter Quarzfäden eingeführt, die durch einen Platinüberzug leitend gemacht sind. Äußerst rasche Einstellung und sehr exakte Ablesung (mit Mikroskop) machen das Instrument namentlich für feinere Messungen geeignet.

Man kann ferner, statt zwei Leiterstücke sich gegenseitig abstoßen zu
en, bloß einen beweglichen Leiter anbringen, der von den übrigen Teilen
gestoßen wird und entweder
 einem Aluminiumstreifen
g. 115, nach Kolbe[3]) oder
 geringere Empfindlichkeit
 einem in einem Spitzen-
r beweglichen und aus-
lanzierten Blechstreifen
g. 116, nach F. Braun[4])
teht.

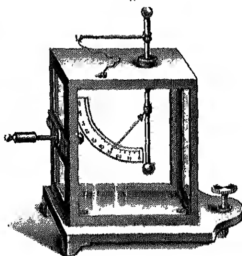


Fig. 115.

Endlich kann man noch
 Erhöhung der Empfind-
keit dem beweglichen
terteil (bzw. den beweg-
en Teilen) zur Erde ab-
eitete Leiter gegenüber-
en, die durch ihre An-
ung die Wirkung der
toßung verstärken; in
 112 dienen diesem Zwecke
verschiebbaren Backen *BB*,
beim Transport des Instrumentes ganz zusammengeschoben werden und
n als Schutzbacken dienen.

Die Gradeinteilung kann ebenfalls in verschiedener Weise angebracht
den. Klebt man sie auf die Glaswand, so wird die Ablesung leicht
ch Parallaxe verfälscht. Man befestigt also besser die Skala im Innern

[1]) Fabrikant: F. Ernecke, Berlin.

[2]) Phys. Z.S. 8, 246 u. 527, 1907. Fabrikanten: Günther u. Tegetmeyer,
unschweig.

[3]) Fabrikanten: F. Ernecke, Berlin, M. Kohl, Chemnitz.

[4]) Fabrikant: E. Leybolds Nachf., Köln

des Instrumentes dicht hinter oder unter dem beweglichen Leiter, wobei zur Vermeidung unkontrollierbarer Störungen am besten die Skala selbst aus leitendem Material besteht und mit dem festen Teil des isolierten Leitersystems verbunden ist (Fig. 116), oder man projiziert sie optisch durch Spiegelung in das Innere (Fig. 112 und 113).

Durch Anbringung einer Lupe (Fig. 113, in Fig. 112 fortgelassen) kann man die Genauigkeit der Ablesung noch vergrößern. Für sehr feine Messungen endlich kann man Mikroskopablesung benutzen; die Skala befindet sich dann auf einer Glasplatte in der Bildebene des Mikroskopobjektivs. Die Einteilung der Skala kann entweder eine ganz willkürliche, etwa in Bogengrade oder Millimeter (Fig. 112), oder aber so gewählt sein, daß man an ihr direkt Ladungs- oder Spannungsdifferenzen ablesen kann (siehe weiter unten § 71 und 75), wie bei Fig. 116.

Man wird je nach dem Versuchszwecke sich ein passendes Elektroskop aussuchen müssen; es gibt keine für alle Zwecke geeignete Konstruktion. Für Demonstrationsversuche der in den bisherigen Paragraphen beschriebenen Art ist wohl am geeignetsten das in Fig. 114 abgebildete von B. Kolbe[1])

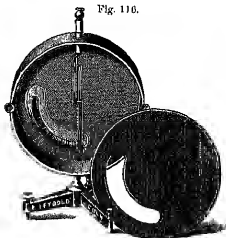



Fig. 116.

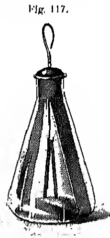


Fig. 117.

angegebene Papierelektroskop; es ist selbst bei unvorsichtiger Behandlung kaum zu beschädigen, die rechtwinklig umgebogenen halbkreisförmigen Enden der bunten Papierpendel sind auf hellem Hintergrunde selbst in großer Entfernung sichtbar. Die Goldblatt- und Aluminiumblattelektroskope verlangen schon etwas vorsichtigere Behandlung, weil durch zu starke Ladung leicht die Blättchen zerreißen; sie kommen also namentlich für feinere Versuche in Frage. Für Projektion geeignet sind unter anderen die in den Fig. 111, 112, 115, 116 abgebildeten Konstruktionen. Fig. 117 zeigt eine improvisierte Form; ein oben zu einer Öse, unten rechtwinklig umgebogener Draht ist mittels eines Stückes Siegellack so in einem Kochkolben befestigt, daß das untere Ende frei in das Innere ragt; als Pendel dienen zwei auf das untere Ende des Drahtes gespießte Streifen aus Blattgold oder dünnem Seidenpapier. In der Ebene der Blättchen ist die Wand innen und außen mit einem breiten Stanniolstreifen beklebt.

[1]) Einf. i. d. Elektr.-Lehre. I, S. 6.

timmung des Vorzeichens elektrischer Ladungen. Die
nenen Methoden zur Untersuchung des Vorzeichens der auf
pfindlichen Ladung waren ziemlich unempfindlich und ge-
arke Ladungen zu untersuchen; die oben beschriebenen
Elektroskope erlauben auch sehr schwache Ladungen nach-
Vorzeichen zu bestimmen. Wir benutzen dazu einige Er-
en Erklärung erst später (§ 61) erfolgen kann.
inem ungeladenen Elektroskop einen elektrisierten Körper
ken wir schon einen Ausschlag, wenn der elektrisierte Körper
imeter entfernt ist; dabei ist es gleichgültig, ob der Körper
sch ist. Haben wir dagegen das Elektroskop vorher durch
den, so verhält es sich verschieden, je nach dem Vorzeichen
ngenäherten Körpers. Es sei etwa das Elektroskop mit + E
wir dann einen geriebenen Glasstab (oder sonst einen + ge-
so vermehrt sich der Ausschlag der Blättchen. Nähern wir
riebenen Hartgummistab (oder einen anderen − elektrischen
nindert sich der Ausschlag, wird schließlich Null und nimmt
r Annäherung wieder zu. Genau umgekehrt sind die Er-
n das Elektroskop mit — E geladen ist. Allgemein gilt also:
man dem Knopf eines geladenen Elektroskops einen
ektrisierten Körper, so vermehrt sich der Ausschlag
nähert man einen ungleichnamig elektrisierten
rmindert sich der Ausschlag. Ist das Elektroskop
aden, so entsteht stets bei Annäherung eines ge-
rs ein Ausschlag, unabhängig vom Vorzeichen[1].



Fig. 118.

dem ungeladenen
t einen + elektri-
ein gewisser Aus-
chen erreicht ist,
auch noch einen
Körper, so nimmt
oder ab, und kann
werden. Die Wir-
ktrizitäten auf das
n sich also gegen-
.

chzeitige Erzeu-
ktrizitäten; Neu-
umwickeln einen
m Gummilappen[2])
hieben ihn in dieser Hülle einige Male 2 bis 3 cm weit hin
wir das Ganze, ohne die Gummihülle vom Glasstabe zu

[1]) ...skopen mit zur Erde abgeleiteter metallischer Hülle hat der Versuch
...esultat. Bei solchen mit Glashülle können Störungen entstehen,
...adenen Körper näher an die Blättchen als an den Knopf bringt.
...runde sind Instrumente mit Metallhülle stets vorzuziehen.
[2]) ...st ist ein Stück weichen schwarzen Gasschlauchs, das man über

entfernen, einem Elektroskop, so bemerken wir keinerlei Einwirkung. Prüfen wir dagegen den Glasstab und den Gummi einzeln, so finden wir ersteren + elektrisch, letzteren — elektrisch. Durch das Reiben sind also beide Arten der Elektrizität gleichzeitig erzeugt worden, und zwar in solchen Mengen, daß sie, dicht beieinander befindlich, sich in ihren Wirkungen gegenseitig aufheben. Da wir die Elektrizität aber nur durch ihre Wirkungen erkennen und messen, so können wir auch sagen:

A. Durch Reibung entstehen +E und —E stets in gleicher Menge[1]).

Dasselbe Resultat erhält man bei beliebigen aneinander geriebenen Körpern, auch wenn einer von beiden ein Leiter ist. (Mit zwei Leitern dagegen erhält man keinen Effekt, wegen der sogleich zu besprechenden gegenseitigen Neutralisation.) Ist einer der beiden Körper ein Leiter, so muß er natürlich an einem isolierenden Griff befestigt sein. Am besten gibt man dem zu untersuchenden Leiter, z. B. einem Metall, die Form einer runden Scheibe, die man auf dem Stiel eines Elektroskops befestigt. Legen wir eine vorher mittels einer Bunsenflamme von etwaigen Ladungen befreite Paraffin- oder Schwefelplatte darauf und reiben sie durch Drehen am Metall, so zeigt das Elektroskop keinen Ausschlag; dagegen entsteht sofort ein Ausschlag, wenn wir die isolierende Platte abheben. Nähern wir die Platte wieder, so verringert sich der Ausschlag. Auch hier sind also offenbar auf dem Leiter und dem Isolator +E und — E gleichzeitig und in gleicher Menge erzeugt worden.

Die Versuche ergeben ferner, daß ein und derselbe Körper bald positiv, bald negativ elektrisch werden kann, je nach dem Körper, mit dem er gerieben wird. So z. B. wird Glas positiv elektrisch beim Reiben mit Amalgam, das auf Leder aufgestrichen ist, dagegen oft negativ elektrisch beim Reiben mit Pelzwerk oder Wolle. Hartgummi wird negativ, wenn es an Wolle (z. B. am Rockärmel), dagegen meist positiv, wenn es an Papier gerieben wird[2]).

Es kommt hierbei nicht bloß auf die stoffliche Natur des Körpers, sondern auch auf seine Oberflächenbeschaffenheit an. Wenn man die eine Längenhälfte des Glasstabes matt schleift, der anderen Hälfte aber die natürliche Oberfläche läßt, so zeigt das matte Ende, mit Wolle gerieben, häufig negative Elektrizität, während das glatte Ende unter denselben Umständen positiv wird. Mit Amalgam gerieben, werden beide Enden des Glasstabes positiv elektrisch.

Es gelingt schließlich, die Körper derart in eine Reihe zu ordnen, daß immer jeder in der Reihe voranstehende, mit einem der folgenden gerieben, selbst positiv, der andere dagegen negativ elektrisch wird. Dabei ist die Erregung im allgemeinen um so stärker, je weiter die Körper in der Reihe voneinander abstehen. In nebenstehender Tabelle sind drei derartige „Spannungsreihen" von Th. Young (1807), Faraday (Exp. Res. 2141; i. J. 1843) und Kolbe (Einf. i. d. Elektr. I, 14) mitgeteilt.

Die Stellung der einzelnen Körper in der Reihe stimmt bei den drei Autoren nicht völlig überein. Wie Faraday an verschiedenen Beispielen zeigte, hängt das Vorzeichen der Erregung oft von ganz unkontrollierbaren Umständen ab. Man findet manchmal selbst dann, wenn man einen Isolator, etwa einen Hartgummistab, in zwei Stücke zerbricht und die beiden Teile

[1]) Entdecker dieser Tatsache ist B. Franklin (etwa 1750).

[2]) Geschöser, Z.S. f. physik. u. chem. Unterr. 19, 165, 1906.

| Faraday | Kolbe |
|---|---|
| + | + |
| Bärenfell | Englisches Flintglas |
| Flanell | Bärenfell |
| Elfenbein | Elfenbein |
| Federkiel | Flanell |
| Bergkristall | Glas, matt |
| Flintglas | Seide |
| Baumwolle | Baumwolle |
| Leinwand | Leinwand |
| Weiße Seide | Metalle |
| *Die Hand* | Kork |
| Lack | Harze |
| Metalle | Hartgummi |
| Schwefel | Ambroin |
| − | Speckstein |

…, den einen +, den anderen − elektrisch, ohne daß man …und für die Bevorzugung des einen oder anderen Stückes … Offenbar genügen bereits ganz unmerkliche Unterschiede …flächenbeschaffenheit. Die Entstehung der Reibungselektrizität …noch ziemlich dunkel; eine völlig befriedigende Erklärung gibt … Wir müssen uns damit begnügen, die Wirkungsgesetze der … erzeugten Elektrizität zu erforschen, was denn auch bis zu …en Grade der Vollkommenheit gelungen ist. Bezüglich des …stens der Reibungselektrizität stehen wir noch ebenso vor …weise gelösten Problem, wie es auf dem verwandten Gebiete … die Erklärung des permanenten Magnetismus ist.

… Spannungsreihe, soweit sie sich auf Nichtleiter bezieht, hat …) eine merkwürdige Regel aufgestellt, die sich durchaus zu be…währt, wenn auch eine theoretische Begründung noch nicht ge… die Regel lautet: Von zwei aneinander geriebenen Körpern wird …-elektrisch, der die höhere „Dielektrizitätskonstante" (s. § 81) hat.

…förmige Körper können durch *gegenseitige Reibung elektrisch* … man gleiche Teile Mennige und Schwefelpulver miteinander … durch ein Stück Gaze, so wird der Schwefel negativ, die …elektrisch. Läßt man das Pulvergemisch etwa auf zwei neben… geriebene Stäbe aus Glas und Hartgummi fallen, so bleibt …*fel am Glase, die rote Mennige am Hartgummi hängen.* Man …vergemisch also an Stelle eines Elektroskops als Indikator für …lektrischer Ladungen benutzen. Diese Methode ist besonders …enn, wie bei den Erscheinungen der Piezo- und Pyroelektrizität …ehe § 83), positive und negative Ladungen sich auf einem … dicht beieinander befinden.

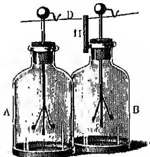
…ation: Wir laden von zwei möglichst gleich beschaffenen …Fig. 119) *A* und *B* das *eine mit* + E, *das andere mit* − E, …ehst beide gleich stark. Verbinden wir dann beide Elektro…

---

…n. 64, 217, 1898.

skope mittels eines dünnen Drahtes *D*, der an einem *isolierenden Handgriff H* (Siegellack- oder Hartgummistange) befestigt ist, so fallen die Pendel völlig zusammen. Die Elektroskope sind durch die Vereinigung von gleichviel positiver und negativer Elektrizität völlig unelektrisch geworden. Wir machen den entsprechenden Gegenversuch, indem wir beide Elektroskope mit + E oder beide mit — E laden. Dann tritt bei der Verbindung nur eine ganz geringe Verminderung des Ausschlages ein, davon herrührend, daß ein Teil der Ladung jetzt auf den Draht übergegangen ist. Der Versuch zeigt:

Fig. 110.




B. + E und — E, in gleichen Mengen auf einem Leiter zusammengebracht, heben sich in ihrer Wirkung völlig auf, sie „neutralisieren" sich.

Da aber ein Körper, dem, wie den beiden miteinander verbundenen Elektroskopen, gleichviel + E und — E zugeführt ist, sich in nichts von einem unelektrischen unterscheidet, so können wir auch sagen:

C. Im unelektrischen Zustande enthält ein Körper gleichviel + E und — E.

*Da* ferner, wie oben gezeigt, beim Reiben stets gleichviel + E und — E entwickelt wird, so können wir im Einklang mit Satz C, uns folgende Auffassung von der Elektrizitätsentwickelung durch Reibung bilden:

D. Die Elektrizität wird durch Reibung nicht erzeugt, sondern bloß in ihrer räumlichen Verteilung geändert.

Ein Teil der vorher in den neutralen Körpern gleichmäßig verteilten Ladungen wird durch das Reiben, vermittelst eines uns im übrigen unbekannten Mechanismus, getrennt, so daß der eine Körper einen Überschuß an + E, der andere einen gleich großen an — E erhält.

*Damit die durch das Reiben getrennten Elektrizitäten sich nicht sofort* wieder neutralisieren, muß mindestens einer der beiden reibenden Körper ein Nichtleiter sein; durch Reibung zweier Leiter aneinander kann also keine Elektrizität entwickelt werden.

**§ 60. *Vorstellungen vom Wesen der Elektrizität.*** Schon die wenigen bisher aufgeführten Tatsachen zeigten eine weitgehende Analogie zwischen den elektrischen und den magnetischen Erscheinungen, eine Analogie, die durch die folgenden Paragraphen noch verstärkt werden wird. Es war deshalb naheliegend, daß man sich von der Elektrizität eine ähnliche Vorstellung bildete wie vom Magnetismus (vgl. § 17); man nahm an, es gäbe zwei an Menge unveränderliche imponderable Fluida, ein positives und ein negatives, die alle Körper durchdringen, in unelektrischen Körpern in gleich großer Menge vorhanden sind, während Überschuß des einen oder anderen einen Körper + - oder — -elektrisch macht. In Leitern sollten die beiden Fluida frei beweglich sein, in Isolatoren dagegen nicht. Die Teilchen gleichnamiger Fluida sollten sich gegenseitig abstoßen, die der ungleichnamigen

und diese Kräfte sollten sich auf die elektrisch geladenen
r übertragen.

ine Menge $+e$ von positiver Elektrizität von einem Körper $A$
$B$ über, so erhält nicht nur $B$ dadurch eine positive Ladung,
auch $A$, dem ja nunmehr zur völligen Neutralisation die
egativ geladen erscheinen, und zwar im Betrage $-e$. Dasselbe
man eine Menge $-e'$ von $B$ auf $A$ überführt; dadurch hat
negative Ladung $-e'$ direkt erhalten, sondern auch $B$ wegen
Fehlens der zur völligen Neutralisation nötigen Menge $-e'$
Überschuß von positiver Ladung $+e'$ bekommen. Im ganzen
$e$ von $A$ nach $B$ und $-e'$ von $B$ nach $A$ geflossen ist, $A$ eine
) und $B$ eine Ladung $+(e+e')$ erhalten. Da wir nur die
me $(e+e')$ beobachten, so bleibt es ganz unentschieden, ob
ung bloß durch Fließen einer der beiden Elektrizitäten allein,
ch entstanden ist. Die Annahme der Unveränderlichkeit der
da erklärt somit ohne weiteres die Tatsache, daß stets gleich
e auftritt. Die soeben skizzierte dualistische Theorie der
von Symmer (1759) ausgesprochen. Ziemlich gleichzeitig ist
(1750) und von Aepinus (1759) entwickelte unitarische
es bloß ein einziges elektrisches Agens geben soll, das in
rpern in ganz bestimmter Menge vorhanden ist; Überschuß
ewichtsmenge soll den Körper positiv, ein Mangel negativ
; die Gesetze der Anziehung und Abstoßung erklärt diese
daß sie die Teile des elektrischen Fluidums und ebenso die
sich gegenseitig abstoßen läßt; dagegen sollen das elektri
die Materie sich gegenseitig anziehen. Man sieht übrigens
n einer der unitarischen Anschauung ganz analogen Vor-
wenn man zwar zwei elektrische Fluida als vorhanden an-
aber nur eines frei beweglich ist, während das andere
t der Materie fest verbunden ist. Da, wie soeben gesagt,
tischen Versuche die Frage, ob beide oder nur eine beider
bewegen, völlig unentschieden lassen, so steht dieser An-
Wege. Der Unterschied gegen die Franklinsche Auf-
dann bloß darin, daß man noch ein besonderes mit der
ndenes elektrisches Agens annimmt, während Franklin
Materie selbst zuschreibt.

zt Grund anzunehmen, daß keine dieser Anschauungen als
lten kann; namentlich bezüglich der angenommenen An-
stoßungswirkungen in die Ferne gilt das schon bei Be-
gnetismus Gesagte, daß wir die Wirkungen als durch das
den Äther, vermittelt zu betrachten haben.

este Phase der Entwickelung der Theorie der Elektrizität,
lektronentheorie", bedarf dieser vermittelnden Wirkung
lärung der scheinbaren Fernwirkungen; an Stelle der kon
setzt die Elektronentheorie kleine unveränderliche und
he Teilchen, elektrische Atome, sogenannte „Elektronen",
on der weiter unten (viertes Kapitel) zu besprechenden
Elektronen sollen unveränderlich an Anzahl, in den Leitern
, in Nichtleitern dagegen festliegen oder nur kleine Ver-

schiebungen ausführen können. Da eine große Zahl von Beobachtungen verschiedenster Art dafür spricht, daß bloß negative Elektronen sich frei bewegen und unabhängig von der Materie existieren können[1]), so entspricht die Elektronentheorie im ganzen der unitarischen Anschauung; nur müssen wir dann der Harzelektrizität die Rolle zuschreiben, die Franklin auf gut Glück hin der Glaselektrizität gegeben, und die er eben deshalb als positiv bezeichnet hatte. Da bis jetzt keinerlei Erscheinungen bekannt sind, die auf eine Grenze der Elektrisierbarkeit der Körper (analog der magnetischen Sättigung) hinweisen, so müssen wir die Menge der im neutralen Zustande vorhandenen sich neutralisierenden Elektrizitätsmengen als außerordentlich groß gegenüber den praktisch erzeugbaren Überschüssen einer Art annehmen. Die Elektronentheorie wird uns ein Mittel zur Schätzung dieser Größe geben (siehe Kapitel „Elektronentheorie"). Für die folgenden Betrachtungen möge zunächst die bequemere dualistische Betrachtungsweise beibehalten werden. Wir werden dabei auch ruhig von Anziehungen und Abstoßungen, wie von Fernewirkungen sprechen und die Entwickelung der Faradayschen Nahewirkungsanschauung, die der früher entwickelten Theorie des Magnetismus ganz entsprechend ist, auf später verschieben.

**§ 61. Elektrische Influenz oder Verteilung.** Wir haben in § 58 erfahren, daß die Pendel oder Blättchen eines Elektroskops schon bei bloßer Annäherung eines elektrischen Körpers divergieren und nach Entfernung desselben wieder zusammenfallen. Wir wollen diese Erscheinung jetzt näher untersuchen. Aus dem Versuch geht zunächst hervor, daß die Blättchen des Elektroskops durch die bloße Annäherung des geladenen Körpers elektrisch geworden sind. Da nach der Entfernung des Körpers aber die Blättchen zusammenfallen, ohne daß das Elektroskop durch Berührung mit einem nicht isolierten Leiter entladen wurde, so kann auf dem aus Zuleitung und Blättchen gebildeten Leitersystem des Elektroskops im ganzen kein Überschuß an + E oder — E vorhanden gewesen sein. Ein solcher würde auch unserer Grundanschauung widersprochen, da ja das anfangs unelektrische Elektroskop ohne direkte Zuleitung von außen im ganzen keine Ladung erhalten kann. Wir schließen also, daß auf dem Elektroskop durch die Einwirkung des elektrischen Körpers bloß eine räumliche Trennung von + E und — E stattfindet, die vorher gleichmäßig über das Ganze verteilt sich gegenseitig neutralisierten und nach Entfernung der äußeren Einwirkung sich wieder vereinigen.

Zum Beweise dieser Anschauung diene folgender Versuch[2]): Zwei mit aufgesetzten Kugeln versehene Elektroskope (Fig. 120) $A$ und $B$ sind durch einen mit isolierter Handhabe versehenen dünnen Draht verbunden. Wir nähern $B$ einen stark +-elektrisch geladenen[3]) isolierten Leiter $C$ und finden, daß beide Elektroskope divergieren, während bei Wiederholung des Versuches ohne den Verbindungsdraht bloß $B$ merklich divergiert.

---

[1]) Versuche neuesten Datums (J. E. Lilienfeld, Verh. D. phys. Ges. 5, 125; 1907) scheinen die Existenzmöglichkeit positiver Elektronen dargetan zu haben; doch sind erst weitere Bestätigungen abzuwarten.

[2]) Nach B. Kolbe, Einführung in die Elektrizität I, S. 41.

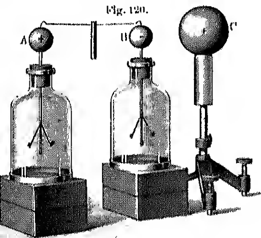
[3]) Zur Ladung benutze man den weiter unten beschriebenen Elektrophor oder eine Elektrisiermaschine; da es nur auf die Tatsache ankommt, daß $C$ geladen ist, so kommt es auf das Verständnis der Wirkungsweise der zur *Herstellung der Ladung* dienenden Apparate nicht so sehr an.

wir $G$, so fallen beide Elektroskope wieder zusammen. Wenn r der Entfernung von $C$ den verbindenden Draht mittels Handgriffes abheben, so bleiben beide Elektroskope auch nach $C$ geladen.

nunmehr das Vorzeichen der Ladungen auf $A$ und $B$, so sitiv und $B$ negativ elektrisch. Wiederholen wir den Ver- ver Ladung von $C$, so erhalten wir auch auf $A$ und $B$ die n Ladungen.

en wir auf die beiden in der angegebenen Weise entgegen- n Elektroskope nach möglichst weiter Entfernung von $C$ den t wieder auf und finden, daß jetzt die Pendel zusammen-

Fig. 120.




der beiden Elektroskope für sich geladen war, die Ladungen rer Vereinigung völlig neutralisierten, so folgt mit Notwendig- Ladungen entgegengesetzt gleich waren.

ng entspricht ganz der in § 60 entwickelten Vorstellung, daß Anziehungs- und Abstoßungskräfte nicht bloß auf die elek- n Körper, sondern auch auf die elektrischen Fluida , die in einem unelektrischen Körper gleichmäßig verteilt sind, bar der + geladene Körper $C$ die ungleichnamige − E in dem dem Verbindungsdraht bestehenden Leitersystem anziehen, die + E dagegen abstoßen. Die − E wird sich also möglichst nahe egen, die + E möglichst weit entfernen.

n jetzt den Versuch, indem wir einen mit + E geladenen einzelnen Elektroskop nähern, und dieses dann ableitend mit rühren. Die Blättchen fallen sofort zusammen; wenn wir aber, r Entfernung des Fingers, den elektrischen Körper wieder ent- rgieren die Blättchen von neuem; eine Prüfung ergibt, daß s Elektroskops jetzt der des vorher angenäherten Körpers etzt ist. Die Erklärung der Erscheinung ist einfach: Wenn e gleichnamige Elektrizität sich möglichst weit zu entfernen l sie bei ableitender Berührung des Elektroskops durch den

*Finger und den Körper des Beobachters zur Erde abfließen*, so daß die ungleichnamige allein zurückbleibt[1]). Wir haben also ein Mittel gefunden, mittels eines elektrisierten Körpers einem isolierten Leiter eine Ladung zu erteilen, deren Vorzeichen dem der Ladung des erregenden Körpers gerade *entgegengesetzt ist.*

Man versteht jetzt auch den in § 58 beschriebenen Vorgang bei Annäherung eines elektrischen Körpers an ein bereits vorher *geladenes* Elektroskop. Ist dieses etwa + geladen, so wird bei Annäherung eines +elektrischen Körpers — E an den *Knopf gezogen*, + E in die Blättchen getrieben, so daß deren Divergenz sich vermehrt. Das Umgekehrte tritt ein, wenn der genäherte *Körper — geladen ist.*

Die ganze eben besprochene Erscheinungsgruppe zeigt eine weitgehende Analogie mit dem Phänomen der magnetischen Influenz; man bezeichnet sie deshalb auch als „elektrische Influenz“ oder „Verteilung“.

Von Riess[2]) ist vorgeschlagen worden, die angezogene, ungleichnamige „Influenzelektrizität“ als solche „erster Art“, die abgestoßene, gleichnamige als solche „zweiter Art“ zu bezeichnen.

Die Analogie der elektrischen und magnetischen Erscheinungen besteht in dem Auftreten entgegengesetzter elektrischer Ladungen oder Magnetismen an beiden Enden des influenzierten Körpers, die nach Entfernung des influenzierenden Körpers wieder verschwinden. Dagegen bestehen zwei sehr wesentliche Unterschiede zwischen beiden Erscheinungsgebieten:

I. Wenn man ein magnetisch influenziertes Eisenstück während der influenzierenden Einwirkung zerbricht, so erweist sich ebenso wie bei einem zerbrochenen permanenten Magneten jedes Bruchstück als ein vollständiger Magnet mit gleichviel + und — Magnetismus; wird nach dem Zerbrechen der influenzierende Magnet entfernt, so sind beide Bruchstücke völlig unmagnetisch, abgesehen von etwaigem remanenten Magnetismus, der aber auch in jedem Stück gleichviel + und — Magnetismus zeigt. Bei der elektrischen Influenz dagegen besitzt, wenn der Leiter während des Influenzvorganges geteilt wird (Abheben des Verbindungsdrahtes in Fig. 120), nachher der eine Teil bloß + E, der andere bloß — E. Der Unterschied liegt darin, daß es beim Magnetismus kein Phänomen gibt, das der elektrischen Leitung entspricht. Der Magnetismus haftet an den Atomen des Eisens, die sich nach der Anschauung der Molekulartheorie (§ 45) bloß drehen; die Elektrizität dagegen ist in den Leitern frei beweglich, so daß ein isolierter Leiter einen Überschuß von Ladung einer Art enthalten kann.

Der beim Magnetismus gefundene Satz, daß die algebraische Summe des gesamten Magnetismus in jedem einzelnen Körper stets gleich Null sei, gilt also auf dem Gebiete der Elektrizität nicht mehr. Da jedoch, wie gezeigt, sowohl bei der Elektrizitätserregung durch Reibung, als auch bei der Influenz

[1]) Es könnte merkwürdig erscheinen, daß dieses Abfließen auch stattfindet, wenn man den Knopf des Elektroskops, an dem sich doch nur die angezogene ungleichnamige Elektrizität befindet, berührt. Man bedenke, daß auch auf dem Finger ungleichnamige Ladung influenziert ist und zwar, weil dieser durch den Körper mit der Erde in Verbindung steht, so daß die abgestoßene Elektrizität völlig entfernt ist, stärker als auf dem Elektroskop. Bei Berührung fließt der Überschuß auf das Elektroskop; für die Beobachtung ist es aber gleichgültig, ob Elektrizität eines Vorzeichens abfließt oder solche entgegengesetzten Vorzeichens zufließt.

[2]) Pogg. Ann. 37, 642, 1836; Reibungselektrizität I, 178.

er Elektrizität in gleicher Menge auftreten, so können wir
tsprechenden Satz aufstellen, indem wir sagen:

n elektrischen Vorgängen bleibt die algebraische
andenen elektrischen Ladungen gleich Null."

tz gilt nur für die Gesamtheit aller an dem Vorgang be-

lie magnetische Influenz wesentlich von der Natur des In-
abhängt und in merklichem Betrage überhaupt nur bei
agnetischen Körpern auftritt, bemerkt man die elektrische
r Weise bei allen Leitern. Es macht bei dem Versuch
ktroskopen keinen Unterschied, ob man sie durch einen
Zwirnfaden, einen Strohhalm oder ein Stück nicht zu
erbindet. Höchstens kann das Pflümmen zu seiner Aus
gebrauchen, wenn man einen zu schlechten Leiter an
det [1]. Wählt man dagegen als Verbindung der beiden
Nichtleiter, etwa einen Siegellackstab (der aber vorher
e von etwaigen Ladungen befreit werden muß), so erhält
ung des Körpers C auf das Elektroskop A, die merklich
die etwaige direkte Einwirkung ohne Verbindungsstück ist
tter (§§ 81, 82, 95, 96, 97) in den Wirkungen des elek
f „Dielektrika" Vorgänge kennen lernen, deren Gesetze
chen Influenz vollständig entsprechen.

scher Funke; nähere Erklärung der „Mitteilung der
reits in der Anmerkung in § 55 war gesagt, daß die so
g" kein ganz einfacher Vorgang wäre; wir sind jetzt in der
untersuchen. Nähern wir einen kräftig positiv elektri
eine Glasstange, einem unelektrischen Leiter, z. B. dem
zu empfindlichen, etwa eines Kolbeschen Elektroskops,
durch Influenz sich −E auf dem Knopfe, +E an den
n. Beträgt die Entfernung nur noch wenige Millimeter
rnung hängt von der Stärke der Ladung des Glasstabes
ein leises knackendes Geräusch und bemerken, wenn wir
ßig verdunkelten Zimmer ausführen, einen Funken, der
fe des Elektroskops und dem zunächst liegenden Teile
rspringt. Gleichzeitig bemerken wir eine plötzliche Ver
enz der Blättchen. Entfernen wir jetzt den Glasstab, so
das Elektroskop + geladen, ohne daß eine direkte Be
den hat. Entfernen wir dagegen den Glasstab, ehe die
, bei der der Funke entsteht, erreicht war, so bleibt das
den.

die „Mitteilung" so aufzufassen, daß an der dem elektri
ewandten Seite des Leiters zuerst sich ungleichnamige
nsammelt, und daß bei zunehmender Annäherung, wenn
chen der Influenzladung und der Ladung des geriebenen
issen kritischen Betrag überschreitet, eine gegenseitige

nabhängigkeit elektrostatischer Erscheinungen von der Natur
hat durch genaue Messungen Coulomb (1785) festgestellt.

Neutralisation beider durch die plötzlich leitend gewordene Luft hindurch stattfindet.

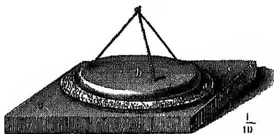
Elektrisiert man einen Isolator nur schwach, so daß selbst bei fast unmittelbarer Berührung kein Funke mehr überspringt, so gelingt es auch nicht, merkliche Ladungen von dem Isolator auf einen Leiter zu übertragen. Man nähere z. B. einen sehr schwach geriebenen Glas- oder Hartgummistab einem möglichst empfindlichen Aluminiumblattelektroskop bis zur Berührung; die Blättchen gehen weit auseinander, um nach Entfernung des Stabes wieder völlig zusammenzufallen [1]).

In § 76 sowie im Kapitel „Elektrische Leitung in Gasen" wird gezeigt werden, daß es zum Übergang eines Funkens eines ganz bestimmten unteren Grenzwertes in dem Unterschiede der elektrischen Zustände der beiden einander gegenüberstehenden Flächen bedarf; unterhalb dieses Grenzwertes gibt es keinen Funkenübergang mehr und damit auch keine „Mitteilung" [2]). Diese Tatsache ist zum Verständnis des im folgenden Paragraphen beschriebenen Elektrophors wichtig.

**§ 63. Elektrophor.** Durch bloßes Reiben von Stangen oder Platten aus isolierendem Material konnten wir nur verhältnismäßig kleine Elektrizitätsmengen erzeugen, deshalb soll, bevor wir in der Besprechung der allgemeinen Eigenschaften der Elektrizität fortfahren, ein Apparat beschrieben werden, der es gestattet, durch Influenzwirkung größere Elektrizitätsmengen zu erzeugen.

Der zuerst von Wilcke (1762), dann unabhängig von diesem nochmals von Volta (1775) erfundene und verbesserte „Elektrophor" (= Elektrizitätsträger) besteht aus einer isolierenden Platte *a* (Fig. 121) (dem sogenannten „Kuchen"), die auf einer metallenen Unterlage *c*, etwa einer mit Blech oder Stanniol überzogenen Holzplatte, ruht, und dem metallenen „Deckel" *b*, der mit einer isolierenden Handhabe versehen ist. In Fig. 121 besteht diese Handhabe aus drei Seidenschnüren; bequemer ist ein Glas- oder Hartgummistab (Fig. 122). Als Material für den Kuchen verwendet man Harz oder Schellack, das in eine geeignete Form gegossen wird, nachdem man es zur Verminderung der Sprödigkeit mit etwa dem fünften Teile

Fig. 121.




---

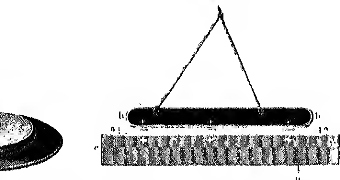
[1]) Man darf dabei natürlich die Ladung nicht so stark machen, daß die Blättchen an das Gehäuse anschlagen, da dann die gleichnamige Influenzelektrizität abgeleitet wird und das Elektroskop nachher ungleichnamig geladen zurückbleibt.

[2]) Es handelt sich hierbei stets um den Übergang von einem Nichtleiter zu einem anderen oder zu einem Leiter. Zwischen zwei sich berührenden Leitern erfolgt der Übergang auch bei den geringsten Ladungen. Ist einer von beiden Körpern ein Nichtleiter, so kann ohne Funkenvermittelung höchstens die praktisch zu vernachlässigende, unmittelbar an der Berührungsstelle sitzende Ladung des Nichtleiters übertragen werden.

uchs vermischt hat [1]); neuerdings sind auch Scheiben aus
rauch (man beachte die Ausführungen des § 501.

t ein meist hohler Metallkörper mit abgerundetem Rande.
weise des Elektrophors erkennt man aus Fig. 123. Wird
Reiben oder Peitschen mit einem Fuchsschwanz oder
elektrisch gemacht, so wirkt er verteilend auf den aufge
+ E wird angezogen, die − E abgestoßen; die + E wird
nteren, die − E im oberen Teile des Deckels anhäufen
eckel einen Finger, so springt ein Funke über, und wenn
it dem Finger berühren, so wird alle − E abgeleitet
thält nur noch + E, die aber durch die − E des Harz

2. Fig. 124.



nteren Deckelfläche festgehalten wird, solange der Deckel
gen bleibt. Heben wir aber nach Entfernung des ableiten
ckel ab, so wird seine + E frei und wir können aus dem
en ziehen.

n Deckel ab, ohne ihn vorher ableitend berührt zu haben,
aden. Höchstens kann bei erstmaliger Ausführung des
Mitteilung" (d. h. durch Funkenübergang) eine geringe
den Deckel gelangen. Bei Wiederholung des Versuches
ch nicht mehr (vgl. § 82).

Oberfläche des Kuchens nur bis zu einer gewissen Dichtig
h dann die E in die Luft ausströmt. Durch die metallene
se Grenze der Ladungsdichte erhöht, da die in der Unter
+ E dem Ausströmen entgegenwirkt. Außerdem bewirkt
ziehung zwischen der Ladung des Kuchens und der der
dringen der Ladung des Kuchens in sein Inneres (der
eine wenn auch geringe Leitfähigkeit), wodurch das Aus
verhindert wird. Ein Elektrophor vermag deshalb namentlich
um Deckel in trockener Luft seine Ladung wochenlang
s sich auch sein Name erklärt.

ll der in den bisherigen Paragraphen beschriebenen Ver
ich mit Hilfe des Elektrophors viel wirkungsvoller aus

[1]) ... ganze Reihe von „Rezepten" für geeignete Mischungen,
...ys Hdb. oder Lehmann-Frick, Physik. Technik.

geführt werden, als mit geriebenen Stangen. Ein aus dem Deckel gezogener Funke erzeugt einen deutlich hörbaren Knall und erregt im Finger einen stechenden Schmerz. Noch kräftiger wird die Empfindung, wenn man den ungeladenen Deckel auf den Kuchen setzt, und zuerst die metallene Unterlage mit einem Finger, dann, ohne diesen zu entfernen, den Deckel mit einem anderen Finger derselben Hand berührt; man spürt dann eine heftige Erschütterung der ganzen Hand, einen sogenannten „elektrischen Schlag" (s. auch § 78).

**§ 64. Sitz der elektrischen Ladung.** Da die einzelnen Teile der auf einem Leiter befindlichen Ladung sich gegenseitig abstoßen, so werden sie erst dann im Gleichgewicht sein, wenn sie sich so weit wie möglich voneinander entfernt haben.

A. Das ist aber der Fall, wenn die ganze Ladung sich auf der Oberfläche des Leiters befindet.

Zum Beweise dieses Satzes dienen folgende Versuche:

Erster Versuch (Coulomb). Wir laden mittels Elektrophors eine isolierte Kugel aus Messingblech, welche oben mit einer Öffnung versehen ist (Fig. 124). Berühren wir nun die äußere Fläche der Kugel an irgend einer Stelle mit einer „Probekugel" oder „Probescheibe", d. h. einer an einem isolierenden Stiel befestigten $^1/_2$ bis 1 cm großen Kugel oder Blechscheibe (Fig. 125), so nimmt diese eine elektrische Ladung an, die wir

Fig. 124.

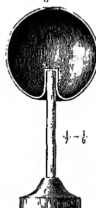
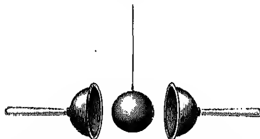


Fig. 125.



Fig. 126.



mit Hilfe eines Elektroskops nachweisen können. Berühren wir aber mit der Probescheibe, indem wir sie durch die Öffnung der Hohlkugel in ihr Inneres einführen, eine beliebige Stelle der inneren Kugelfläche, so zeigt sich die Scheibe nach dem Herausziehen aus der Kugel unelektrisch, vorausgesetzt, daß wir bei dieser Operation eine Berührung der Ränder der Öffnung vermieden haben. Um jederzeit sicher zu sein, daß die große Kugel noch geladen ist, verbinden wir sie mit einem Kolbeschen Elektroskop, oder noch besser, wir setzen die Kugel direkt auf den Stiel eines solchen.

Führen wir eine geladene Probescheibe ins Innere der Kugel ein, so gibt sie daselbst ihre Ladung vollständig ab und ist nach dem Herausziehen unelektrisch. Die abgegebene Elektrizität wandert an die Außenseite der Kugel.

Berühren wir dagegen mit einem leitenden Stabe die Innenseite der Kugel, so wird diese gerade so entladen, wie beim Berühren an der Außen-



rsten Augenblicke paradox erscheinende Verhalten erklärt
man bedenkt, daß auf dem herausragenden Teil des
ner Annäherung entgegengesetzte Elektrizität influenziert
ührung *mit der Kugel völlig auf diese übergeht* und die
neutralisiert (vgl. auch die Betrachtungen im § 84).

uch (Cavendish, 1775). Eine leitende Kugel ist isoliert
26) und kann von zwei Halbkugeln umfaßt werden, die an
riffen gehalten werden. Wir umschließen die Kugel mit den
laden diese und bringen sie durch Neigen für einen Augen-
geschlossenen Kugel in Berührung; wenn wir darauf die
n, so finden wir bei Prüfung an einem Elektroskop, daß
ar keine Ladung erhalten hat.
gekehrt zuerst die innere Kugel, umschließen sie dann mit
ringen diese mit ihr in Berührung und heben sie dann
ie Kugel *ihre ganze Ladung an die Halbkugeln abgegeben.*
uch (Fig. 127). Auf einem isolierten Teller steht eine
us Drahtnetz, in der ein empfindliches Elektroskop ein

g. 127.

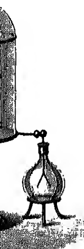
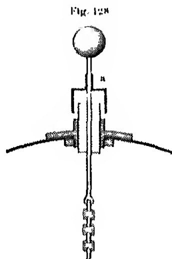


Fig. 128




die Hülle oben durchsetzende Zuführung zum Elektroskop
der Hülle leitend verbunden oder aber von ihr isoliert
*tailzeichnung in Fig. 128; die Zuführung ist durch Hart-*
*ein isoliert, durch Herabschieben der beweglichen Hülse a*
*Verbindung mit dem Drahtnetz hergestellt werden.)* Ein
pfindliches Elektroskop ist von außen mit der Hülle ver-
ur zum Nachweis ihres elektrischen Zustandes.
Käfig noch so kräftig elektrisieren, so zeigt das innere
pur von Ladung, ganz gleich, ob seine Kugel mit dem
nden ist oder die Zuführung ganz entfernt ist, während
kop starke Ausschläge gibt. Dies gilt aber nur bei voll
ung. *Heben wir vor Ausführung des Versuches die Draht-*

netzkalotte ab oder isolieren die Zuführung, so daß ihre Kugel als eine außerhalb der elektrisierten Hülle befindliche Fortsetzung des Elektroskops erscheint, so tritt sofort eine Ladung auf.

Der Versuch zeigt nicht nur, daß von der geladenen Hülle keine Elektrizität auf das eingeschlossene Elektroskop überströmt, sondern auch, daß die Ladung auf der Hülle sich stets so verteilt, daß sie im Inneren nicht influenzierend zu wirken vermag, mit anderen Worten:

B. **Die Ladungen auf der Oberfläche eines Leiters üben auf Punkte in seinem Inneren keine Kraft aus.**

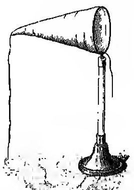
Die Ladungen verteilen sich auf der Oberfläche also stets so, daß ihre Wirkungen auf einen beliebigen Punkt im Inneren sich aufheben. Auf die für die ganze Theorie der Elektrizität fundamentale Bedeutung dieser Tatsache werden wir später noch einmal zurückkommen (§ 84).

**Faraday** hat den Versuch in großem Maßstabe ausgeführt, indem er eine isolierte Kammer von solchen Dimensionen herstellte, daß er selbst mit einem feinen Elektroskope darin Platz nehmen konnte. Während die leitende Außenseite der Kammer durch eine kräftige Elektrisiermaschine die stärksten Ladungen erhielt, zeigte sich im Inneren auch nicht die geringste Wirkung.

**Vierter Versuch.** Setzen wir ein Elektroskop in geladenem Zustande ins Innere des isolierten Käfigs, ohne es mit diesem leitend zu verbinden, so bleibt es geladen. Dies zeigt, daß **im Inneren der Körper wohl ein elektrischer Zustand möglich ist**, wenn man für Isolierung desselben Sorge trägt. Bei der Anstellung dieses Experimentes wird man bemerken, daß auch das äußere Elektroskop eine Ladung zeigt. Diese rührt von der Influenzelektrizität der zweiten Art her, welche durch die Elektrizität des inneren Elektroskops hervorgerufen wurde und sich durch Ableitung zur Erde entfernen läßt.

**Fünfter Versuch.** Ein weniger vollkommenes, aber einfaches Experiment von **Faraday** ist das folgende: Auf einen isolierenden Glasfuß (Fig. 120) ist ein Metallring aufgesteckt, an welchem ein konischer Sack von Baumwollengaze, ähnlich einem Schmetterlingsnetz, befestigt ist. Mittels eines seidenen Fadens, der in der Spitze des Kegels festgenäht ist, kann man den Beutel umwenden. Wenn wir dem Apparat eine elektrische Ladung mitgeteilt haben, so finden wir mit dem Probescheibchen, daß nur die äußere Fläche merklich elektrisch ist. Wenden wir nun den Beutel mittels der Seidenschnur um, so daß die bisher innere Fläche die äußere wird, so finden wir, daß die beiden Oberflächen mit ihrer Lage auch ihre Ladung vertauscht haben, so daß sich abermals die elektrische Ladung nur auf der äußeren Oberfläche befindet.

Fig. 120.



**Sechster Versuch.** Nehmen wir zwei gleich große isolierte Kugeln mit leitender Oberfläche, von denen eine hohl, die andere mit irgend einem Material, z. B. Metall, Holz, Holundermark, Flüssigkeiten usw. gefüllt ist, elektrisieren die beiden Kugeln, während sie sich berühren und

men dann an den getrennten Kugeln die Größe ihrer Ladungen, so finden e immer gleich groß. Daraus folgt, daß das Fassungsvermögen oder pazität der Körper für die Elektrizität von dem Materiale in ihrem n unabhängig und ebenso groß ist, wie bei hohlen Körpern gleicher und Gestalt, woraus dann weiter gefolgert werden kann, daß dieses überhaupt keine Elektrizität aufnimmt. Auf den Begriff der elektri- Kapazität werden wir weiter unten zurückkommen.

uch die Wirkungsweise des oben benutzten Probescheibchens erklärt urch die stets bloß oberflächliche Verteilung der Elektrizität. Wenn heibchen sich der Oberfläche des berührten Leiters gut anschmiegt, so ie ganze Ladung des darunter befindlichen Stückes der Oberfläche auf obescheibchen über.

**65. Schirmwirkung.** Ein Elektroskop sei, ähnlich wie im dritten h des vorigen Paragraphen, im Inneren einer abgeleiteten[1]) metalli- Hülle aufgestellt, aber ohne Verbindung mit dieser. Dann üben selbst irksten von außen genäherten Ladungen keine Influenzwirkung auf das eskop aus. Daraus folgt:

. **Ein im Inneren einer geschlossenen und abgeleiteten befindlicher Leiter ist vollständig gegen äußere Ein- ngen geschützt.**

iese „elektrische Schirmwirkung" ist eine vollkommene, im satz zu der verwandten magnetischen Schirmwirkung (s. § 47), bei der ld im Inneren der Hülle bloß geschwächt ist.

ine Schirmwirkung der Hülle tritt umgekehrt auch ein, wenn man geladenen Leiter isoliert im Inneren einer abgeleiteten Hülle auf- dann erfährt ein außerhalb der Hülle befindliches Elektroskop keine kung seitens des im Inneren befindlichen Leiters.

n beiden Fällen beruht die Schirmwirkung darauf, daß die durch den nen Leiter auf der Hülle erregte Influenzelektrizität erster Art die ng des geladenen Leiters selbst gerade kompensiert (s. auch § 89).

ie Schirmwirkung ist von großer Wichtigkeit bei der Konstruktion scher Meßapparate, deren Angaben trotz größter Empfindlichkeit un- ig von außerhalb stattfindenden elektrischen Vorgängen sein sollen.

on der Vollkommenheit der Schirmwirkung können wir uns leicht über- , wenn wir in unmittelbarer Nähe des Metallkäfigs eine Elektrisier- ne (s. § 68 und 69) in Tätigkeit setzen, ohne daß dadurch ein im Innern figs befindliches, empfindliches Elektroskop beeinflußt wird.

st die Hülle nicht zur Erde abgeleitet, so ist unter Umständen die wirkung unvollkommen.

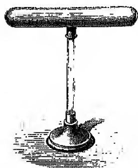
**66. Anordnung der Elektrizität auf der Oberfläche isolierter ; Dichte der Elektrizität.** Elektrisiert man eine isolierte leitende

[1]) Bloßes Aufstellen auf den Tisch genügt bei diesen und den folgenden Ver- nicht immer. Am besten bedeckt man den Tisch mit einem Stück Blech tanniol, das man durch einen Draht oder eine Kette mit der Gas- oder leitung oder, wenn keine vorhanden, mit einem eisernen Ofenrohr, der Dach- oder sonst einem metallenen Konstruktionsteile des Hauses verbindet. Die tenden Apparate werden dann auf das Blech gestellt, oder sie werden direkt m Ableitungsdraht verbunden.

Kugel, so ist kein Grund vorhanden, warum sich die Elektrizität auf deren Oberfläche ungleich verteilen sollte. Es trifft deshalb auf jede Flächeneinheit der Oberfläche eine gleich große Elektrizitätsmenge. Diese Menge pro qcm, nach einer passenden Einheit gemessen, nennt man die **Dichte der Elektrizität.** Auf einer Kugel ist also die Dichte überall gleich groß.

Betrachten wir statt der Kugel einen langgestreckten Körper, z. B. einen Zylinder mit abgerundeten Enden (Fig. 130), so ist von vornherein klar, daß die sich abstoßenden Elektrizitätsmengen infolge ihrer Tendenz, sich so weit wie möglich voneinander zu entfernen, sich an den beiden Enden des Zylinders anhäufen werden. Da aber die Teile auf jeder solchen Hälfte sich auch untereinander abstoßen, so ist doch auch eine ausschließliche Lagerung auf den Enden nicht möglich. Es wird vielmehr zu einer derartigen Anordnung kommen müssen, daß auf der ganzen Oberfläche sich Elektrizität verteilt findet, jedoch mit nach den Enden hin zunehmender Dichte. Es ist in manchen Fällen möglich, durch allerdings oft schwierige und umständliche Rechnungen die Anordnung der Elektrizität auf Grund des später zu besprechenden Coulombschen Gesetzes zu berechnen. Auf experimentellem Wege bestimmt man die Ladungsverteilung mittels angelegter Probescheibchen. Wenn das Probescheibchen sich der Oberfläche des Leiters möglichst anschmiegt, so geht die Ladung der betr. Stelle gemäß den Ausführungen des vorigen Paragraphen völlig an das Scheibchen über. Die Ladung des Scheibchens prüft man am besten mittels eines Elektrometers, auf dessen Stiel ein kleiner Metallbecher (Fingerhut) befestigt ist; taucht man das Probescheibchen in den Becher bis zur Berührung mit dem Boden ein, so gibt es seine ganze Ladung ab, deren Betrag dann am Elektrometer abgelesen werden kann[1]).

Fig. 130.



Coulomb fand, als er mit Hilfe des Probescheibchens die Stärke der elektrischen Ladung an verschiedenen Stellen eines wie in Fig. 130 gestalteten Zylinders von 20 cm Länge und 5 cm Durchmesser untersuchte:

| | | | |
|---|---|---|---|
| die Ladung | 1 . . . . . . . | in der Mitte, |
| „ | „ | 1,25 . . . . . . | 5 cm vom Ende, |
| „ | „ | 1,80 . . . . . . | 2,5 „ „ „ |
| „ | „ | 2,30 . . . . . . | am Ende selbst. |

Aus den vorangegangenen Betrachtungen folgt, daß die Dichte der Elektrizität an allen vorspringenden Kanten, insbesondere an Spitzen, welche an den isolierten Leitern angebracht werden, besonders groß sein muß, und zwar um so größer, je kleiner der Winkel an der Kante und je schärfer die Spitze ist (s. a. den folgenden Paragraphen). Um die Wirkung der Kanten zu demonstrieren, benutze man den von E. Mach konstruierten, und in Fig. 131 nach Weinhold abgebildeten Apparat.

[1]) Wie aus den abgelesenen Elektrometerausschlägen die relative Größe der Ladung zu bestimmen ist, wird im § 71 gezeigt werden. Hier genügt der Nachweis der Verschiedenheit der Ladung an den einzelnen Teilen des Zylinders.

quadratische Pappstücke sind mit Stanniol überzogen, zu einem en Rahmen verbunden und mit isolierenden Handgriffen versehen. itte der einen Kante ist ein Doppelpendel von Holundermarkkügel- leitenden Fäden angehängt, welches nach dem Elektrisieren des erschieden stark divergiert, je nachdem die Kante, an der es hängt, zen (*A*) oder stumpfen (*B*) Winkel bildet.

· geeignet zur Untersuchung der Dichteverteilung mittels Probe- ne ist der in Fig. 132 abgebildete Kegelkonduktor nach B. Kolbe[1]).

Fig. 131.

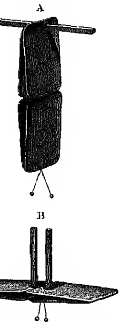
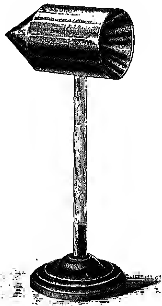



Fig. 132.



te ist am größten an der Spitze, sie ist fast Null im Inneren der

ändert man die Größe der Oberfläche eines isolierten Leiters, so än- die Dichte der Ladung. Bei Vergrößerung der Oberfläche verteilt Ladung über einen größeren Bereich, die Dichte wird also kleiner, leinerung der Oberfläche wird die Dichte größer.

arate zum Nachweis der Dichteänderung sind u. a.:

)er Seifenblasenapparat nach B. Kolbe[2]), Fig. 133, aus einem recht- gebogenen Hartgummirohr *R* und darin eingeschraubtem Metallröhr- nit erweitertem Ende bestehend. Das Metallrohr trägt zwei Papier- hnlich denen des Kolbeschen Elektroskops. Man erzeugt an dem en Ende eine kleine Seifenblase und elektrisiert das Ganze möglichst Venn man dann mittels eines aufgesteckten Gummigebläses die Seifen- größert, so sinken die Pendel zusammen; nimmt man das Gebläse rkleinert sich die Blase, und die Pendel steigen wieder.

inf. i. d. Elektrizität 1, 26.
inf. i. d. Elektrizität 1, 23.

2. Das sog. „elektrische Rouleau" (Fig. 134), aus einem Streifen Goldpapier bestehend, der um einen an seidenen Schnüren hängenden Metall-

Fig. 133.

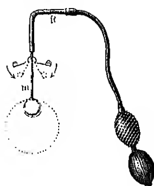
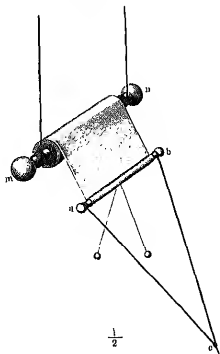



Fig. 134.




zylinder $mn$ gewickelt ist. Durch Ziehen an den Seidenschnüren $c$ kann man die freie Oberfläche des geladenen Rouleaus vergrößern, wobei die angehängten Pendel zusammenfallen. Läßt man bei $c$ nach, so rollt sich das Blatt durch das Eigengewicht der Walze wieder auf, und die Pendel steigen wieder.

3. Nach F. Schütz[1]) kann man eine der bekannten harmonikaartig zusammenschiebbaren Papierlaternen benutzen, wenn man sie isoliert aufhängt und am Boden zwei Pendelchen anbringt. Mittels eines ebenfalls am Boden angebrachten Seidenfadens zieht man die vorher geladene Laterne auseinander und beobachtet dabei ein Zusammenfallen der Pendel.

**§ 67. Wirkung der Spitzen.** Da die Teile der auf der Oberfläche eines Leiters befindlichen Ladung sich gegenseitig abstoßen, so haben sie das Bestreben, nach außen hin zu entweichen; sie werden daran aber verhindert, weil die umgebende Luft ein Nichtleiter ist. Wir haben schon oben gesehen (§ 62), daß bei Annäherung zweier entgegengesetzt geladener Flächen (gehört die eine Fläche einem ursprünglich unelektrischen Körper an, so wird sie doch durch Influenz entgegengesetzt geladen), d. h. bei allmählicher Vergrößerung der zwischen den beiden Flächen wirkenden „elektrischen Kraft", schließlich ein Funke überspringt; die Luft wird also leitend, wenn die elektrische Kraft einen gewissen Wert übersteigt. Unter elektrischer Kraft verstehen wir dabei ganz analog zur magnetischen Kraft die Wirkung, die an der gerade betrachteten Stelle auf einen kleinen mit einer bestimmten Menge von $+E$ geladenen Körper ausgeübt würde (Näheres s. § 86).

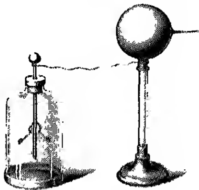
---

[1]) Zeitschr. f. Unterr. 16, 146, 1903.

n einen Leiter mit einer scharfen Spitze versehen, so drängt
ktrizität besonders dicht zusammen, die Kraft in unmittel-
der Spitze wird also sehr groß. Die folgenden Beob-
, daß auch hier bei Überschreitung eines gewissen Grenz-
in der Umgebung der Spitze leitend wird, so daß der
Teil seiner Ladung verliert.

-such. Eine isolierte Metallkugel (Fig. 135) sei mit einem
ichen Elektroskop (Kolbesches Papierblattelektroskop) ver-
eines Elektro-
die Kugel leicht
daß die Pendel
tehen. Wenn
ugel eine feine
[1]), so können
nur eine ganz
erteilen, wie
en Deckel des
r in Berührung

läßt sich natür-
usführen, daß
fach auf dem
kops befestigen
den versuchen.


Fig. 135.

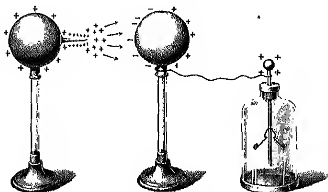
pierelektroskop die Entladung scheinbar vollständig sein,
pfindliche Instrument die übrigbleibende schwache Ladung
gt, so machen wir einen gleichen Versuch mit einem
miniumblattelektroskop; jetzt wird man innerhalb des über-
Ladungsbereiches des Elektroskops so gut wie gar keine
ze bemerken [2]). Damit ist bewiesen, daß die Spitzenwirkung
wissen Grenzwert der Ladungsdichte eintritt, der oberhalb
des Aluminiumelektroskops liegt.

rsuch. Wir stellen der mit Spitze versehenen Kugel eine
e gegenüber, die mit einem Elektroskop verbunden ist
chen wir die erste Kugel zu laden, so sehen wir an dem
lektroskops, daß auch die zweite sich ladet; daß es sich
um eine Influenzwirkung handelt, beweisen wir, indem
erste Kugel entfernen; die Ladung des Elektroskops bleibt
en. Prüfen wir die Ladung auf ihr Vorzeichen, so finden
nig mit der auf die erste Kugel aufgebrachten Ladung.
ersten Kugel durch die Spitze ausgeströmte Ladung ist also
indurch auf die zweite anfangs ungeladene übergeströmt
n Vorgang im wesentlichen so vorzustellen, daß die Luft

wird entweder in eine in die Kugel eingebohrte Öffnung ein
r es wird einfach eine feine Nähnadel mit etwas Klebwachs
fläche der Kugel befestigt.
ngt sich ev. dadurch, daß man das Aluminium- und das Papier
ander verbindet und beide gleichzeitig lädt, daß ersteres schon
chlägt, ehe letzteres sich überhaupt merklich bewegt

in der Umgebung der Spitze sich gleichnamig ladet, daß dann die geladene Luft abgestoßen wird und an die andere Kugel gelangend, dort die Influenzelektrizität erster Art neutralisiert. Man kann tatsächlich bei genügend rascher Ladungszufuhr die Bewegung der geladenen Luft, den sogenannten „elektrischen Wind“, vor der Spitze direkt fühlen. Ferner bemerkt man bei

Fig. 136.



Ausführung des Versuchs im Dunkeln eine Lichterscheinung an der Spitze. (Näheres über den Mechanismus der Spitzenentladung siehe Kapitel „Elektrische Leitung in Gasen“.)

Dritter Versuch. Die Anordnung sei wie in Fig. 136, nur soll jetzt die mit Spitze versehene Kugel mit dem Elektroskop verbunden sein, während die andere geladen wird; das Elektroskop zeigt eine Ladung an, die derjenigen auf der direkt geladenen Kugel gleichnamig ist; um bei der Prüfung direkte Influenzwirkungen auszuschließen, nehmen wir die Spitze mit einer isolierten Pinzette ab und entfernen dann die Kugeln möglichst weit voneinander. Die Spitze hat hier gleichsam die Ladung aus der anderen Kugel angesaugt. Von dieser Saugwirkung der Spitzen wird bei den Elektrisiermaschinen (§ 68 und 69) Gebrauch gemacht. Genauer hat man sich die Saugwirkung so vorzustellen, daß die sich in der Spitze zu großer Dichte ansammelnde Influenzelektrizität erster Art schließlich durch die Luft zu dem influenzierenden Leiter hinüberströmt und dessen Ladung neutralisiert; dann bleibt die Influenzelektrizität zweiter Art auf dem mit der Spitze verbundenen Leiter zurück.

Vierter Versuch. Die Anordnung sei wie bei dem dritten Versuch, aber die Spitze nach außen gerichtet. Dann sammelt sich die Influenzelektrizität zweiter Art an der Spitze und strömt in die Luft aus. Die Kugel behält eine Ladung, die derjenigen der influenzierenden Kugel entgegengesetzt ist. Die Spitze wirkt hier ähnlich, wie Ableitung durch Berührung.

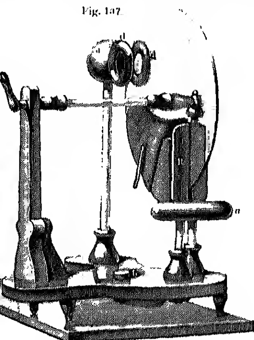
Folgerungen. Aus den gefundenen Tatsachen folgt, daß man Leiter, die dazu bestimmt sind, elektrische Ladungen großer Dichte aufzunehmen, möglichst an allen Teilen ihrer Oberfläche abzurunden hat, da jede etwa vorhandene Kante oder Spitze Anlaß zu Verlusten durch „Spitzenwirkung“ geben kann. Deshalb sind die Kanten am Elektrophordeckel abgerundet, eben deshalb die Elektroskope mit kleinen Kugeln versehen. Man beachte aber

tzenwirkung erst oberhalb einer gewissen Grenzdichte ein
deshalb zwecklos ist, auch bei solchen Apparaten, deren
nzdichte niemals erreicht, alle Ecken abzurunden; dies gilt
iniumblattelektroskope.

trisiermaschine. Zur Erzeugung noch größerer Elektri-
er Elektrophor sie zu liefern vermag, sind die „Elektrisier-
et, die wir in zwei Klassen teilen können, die „Reibungs-
hinen“ und die „Influenzmaschinen“.

der Reibungsmaschine können wir O. v. Guericke
im Jahre 1671 ausgeführte Maschine einfach aus einer
and, die mittels einer eisernen Achse in einem Holzgestell
nnte. Als Reibzeug diente die Hand des Experimentators

Fig. 147.



e im Jahre 1709 die Schwefelkugel durch eine Glas-
id damals allgemein gebrauchte stark bleihaltige Flintglas
als unser jetzt gebräuchliches Glas, das man durch Rei-
d kaum stark elektrisch machen kann). Bose fügte
ktor“ zur Ansammlung der erzeugten Elektrizität hinzu;
dlich vervollständigte die Maschine durch Anbringung
ls „Reibzeug“, das dann noch von Canton (1762) durch
ers mit Zinn-Amalgam und von v. Kienmayer (1788)
s nach ihm benannten Amalgams aus 1 Teil Zink, 1 Teil
Quecksilber verbessert wurde.

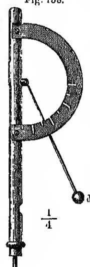
rschiedenen Konstruktionsformen von Reibungselektri-
hr groß; es muß genügen, eine einzige, von Winter
hreiben, da ihre Verwendung heute nur noch eine ge-

ringe und ihre Bedeutung einzig noch historischer und didaktischer Natur ist; sie sind fast völlig von den viel ökonomischer arbeitenden Influenzelektrisiermaschinen (s. § 69) verdrängt worden.

Die Wintersche Maschine zeigt die Fig. 137. Ihr Hauptbestandteil ist eine Glasscheibe, die durch eine Kurbel in Umdrehung versetzt wird. Das Reibzeug $R$, ein mit Amalgam bestrichenes Lederkissen, macht die Scheibe + elektrisch; die + E wird bei der weiteren Umdrehung der Scheibe von den innen mit feinen Spitzen besetzten Saugringen $d$ aufgefangen und in dem „Konduktor" $a$ angesammelt. Die gleichzeitig erzeugte — E des Reibzeuges muß natürlich durch Erdverbindung des Reibzeuges abgeleitet werden. Will man die — E des Reibzeuges auffangen, so muß man dieses isolieren und den Konduktor $a$ ableiten. Dann sammelt sich die — E in dem mit dem Reibzeug verbundenen Konduktor $o$.

Am Reibzeug sind meist noch zwei Lappen aus Seide oder Wachstaft befestigt, die sich durch elektrostatische Anziehung fest an die Scheibe legen. Sie sollen einen Ladungsverlust der Scheibe durch Ausströmung in die Luft oder durch Funkenübergang zu den nicht direkt am Glase anliegenden Teilen des Reibzeugs verhüten [1].

Fig. 138.




Verschiedenerlei Hilfsapparate zur Verstärkung der Funken usw., sowie konstruktive Änderungen können hier füglich übergangen werden, da sie wenig wissenschaftliches Interesse bieten.

Erwähnt sei nur das auf den Konduktor direkt aufsetzbare Henleysche Elektrometer (Fig. 138).

Eine interessante Abart der Reibungsmaschine, die von Armstrong im Jahre 1840 erfundene „Dampfelektrisiermaschine", verdient auch noch eine kurze Erwähnung. Bei dieser Maschine entsteht die Elektrizität durch die Reibung des aus einer hölzernen Öffnung ausströmenden Wasserdampfes, der in einem auf isolierenden Füßen stehenden Kessel erzeugt wird. Wesentlich ist, daß sich in dem Dampfstrahl schon kondensierte Wassertröpfchen befinden. Der Kessel ladet sich negativ, der Dampf positiv. Bringt man etwas Terpentinöl in die Ausströmungsöffnung, so kehrt sich die Ladung um.

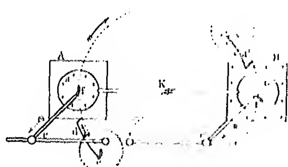
Eine eingehende wissenschaftliche Untersuchung der Vorgänge in dieser Maschine hat M. Faraday [2] ausgeführt.

**§ 69. Influenzelektrisiermaschinen; Duplikatoren.** Die Reibungsmaschinen besitzen einen sehr geringen „Nutzeffekt", d. h. es wird nur ein sehr kleiner Teil der zur Umdrehung der Maschine aufgewandten Arbeit in „elektrische Energie" (siehe § 92) verwandelt; der größte Teil der Arbeit geht als Reibungswärme verloren. Von diesem Übelstande sind die Influenzelektrisiermaschinen, oder kürzer „Influenzmaschinen" frei, da bei ihnen, abgesehen von der unvermeidlichen Achsenreibung, die ganze aufgewandte Arbeit zur Elektrizitätserzeugung nutzbar gemacht wird.

[1] W. Holtz, Ann. d. Phys. (4) 18, 1054 (1905).
[2] Exp. Unters. Nr. 2075—2146.

uns die etwas komplizierte Wirkungsweise der Influenz-
hsten klar machen, wenn wir sie als einen kontinuierlich
her auffassen. Wir betrachten zu diesem Zwecke zu-
39 dargestelltes schematisches Modell.
leitende isolierte Scheibe, die auf irgend eine Weise
sei. Zwei Metallscheiben $a$ und $b$ seien durch eine
e mit einer Achse verbunden, daß sie sich in geringem
rbei bewegen. Endlich seien noch zwei Leiter $c$ und $c'$
der einen Seite je eine verschiebbare Stange tragen,
digt, an der anderen Seite je eine Schleiffeder $f$ und $f'$,
n $a$ und $b$ bei ihrer Umdrehung berührt werden. Wenn
ndet,
nenz
die
urch
Es
dem
kel
, $f$
ger;
In-
iter
ein
rde
auf

Fig. 139.



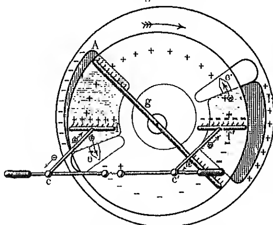

mmelt. Dreht man jetzt die Achse um 180° in der
, so kommt $a$ an die Stelle von $b$ und gibt einen Teil
$c'$ ab. Unterdessen ist $b$ an Stelle von $a$ gelangt, wird
her $a$ influenziert und verstärkt auch die Ladung von $c$
werden also nach jeder halben Umdrehung die Ladungen
einen gewissen Betrag erhöhen, so lange, bis die auf $c$
ngen die Wirkung von $A$ gerade aufheben; rückt man
en Enden von $c$ und $c'$ genügend nahe aneinander, so
ser Grenzwert erreicht wird, ein Funke zwischen den
über, der die angesammelten Ladungen ausgleicht, und
n neuem.

t sich verdoppeln, wenn man der Scheibe $A$ gegenüber
stellt, der man eine + Ladung gibt. Infolge der un-
te durch die isolierenden Stützen, sowie durch Aus
würden $A$ und $B$ ihre Ladung sehr bald verlieren, wenn
ührenden Ersatz sorgte. Dies kann ganz automatisch
und $d'$ mit den Schleiffedern $e$ und $e'$ geschehen. Durch
er $a$ und $b$, kurz bevor sie die $A$ und $B$ erreichen,
ngen an $A$ und $B$ ab, so daß diese einen konstanten
lten; die Anbringung der Leiter $d'$ und $e'$ macht es
ibe $B$ im Beginn besonders zu laden, da sie sich je
. aufladet. Da $a$ und $b$ im oberen Teile ihrer Bahn
n $B$ abgestoßen, im unteren Teile dagegen von $B$ an
stoßen werden, so ist bei der Umdrehung zur Über-

windung dieser Kräfte eine Arbeit aufzuwenden, die um so größer ist, je kräftiger die Maschine wirkt.

Gehen wir nun von dem beschriebenen schematischen Modell zu den wirklich ausgeführten Maschinen über, so unterscheiden sich diese zunächst dadurch von dem Modell, daß ihre Wirkung eine kontinuierlichere ist. Die ältere von Holtz[1]) angegebene Maschine hat als rotierenden Teil keine Metallkörper, wie oben angenommen, sondern eine lackierte[2]) Glasscheibe, und statt der Schleiffedern Spitzenkämme. Die festen Leiter $A$ und $B$ (Fig. 140) bestehen aus Papierscheiben, die auf eine feststehende, ebenfalls lackierte Glasplatte aufgeklebt sind[3]). Ihre Wirkungsweise ist demnach folgende: Der Belegung $A$ sei eine negative Anfangsladung mitgeteilt, die Leiter $c\,c'$ mögen sich berühren. Die Ladung von $A$ wirkt influenzierend auf das Leitersystem $c\,c'$, so daß die $+E$ durch die Spitzen $f$ auf die bewegliche Scheibe ausströmt und von dieser bei ihrer Umdrehung mitgenommen wird; die $+E$ wirkt influenzierend auf die Belegung $B$, so daß $-E$ aus der Pappspitze $c'$ auf die rotierende Scheibe strömt. (Die Spitzen $e$ und $e'$ ragen durch zwei Ausschnitte der festen Scheibe bis dicht an die Rückseite der beweglichen.) Die somit $+$ geladene Belegung $B$ treibt die $+E$ der beweglichen Scheibe durch $c'c$ wieder nach $f$ hin, zieht dagegen die von $A$ abgestoßene $-E$ durch die Spitzen $f'$ auf die Scheibe. Die $-E$ der Scheibe wiederum gelangt durch die weitere Drehung wieder nach links, zieht $+E$ aus der Spitze $e$ zur Rückseite der Scheibe, dadurch die $-$ Ladung von $A$ verstärkend und die vorher aus $e'$ auf die Rückseite gelangte $-E$ neutralisierend, oder in $+E$ verwandelnd. Schließlich wird die $-$ Ladung der Scheibe durch die aus $f$ ausströmende $+E$ neutralisiert und in eine $+$ Ladung umgewandelt. Es genügt also zum Ingangsetzen der Maschine eine kleine Anfangsladung einer der beiden Belegungen $A$ oder $B$, die nur so stark sein muß, daß die Grenzdichte für beginnende Spitzenwirkung erreicht ist (s. § 67). Die Maschine verstärkt dann bei ihrer Umdrehung die kleinen Anfangsladungen bis zu einem Maximum. Man braucht sogar die Anfangsladung

Fig. 140.




[1]) Pogg. Ann. 126 und 127, 1865.

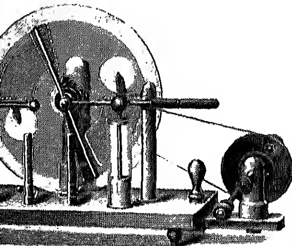
[2]) Der Grund für Anbringung des Lacküberzuges erhellt aus den Bemerkungen in § 56.

[3]) Durch die Wahl eines Halbleiters für die Belegungen $A$ und $B$ wird bewirkt, daß Ausströmungen aus den Rändern in die Luft wegen des langsamen Nachströmens durch das schlechtleitende Material nicht plötzlich die ganze Belegung entladen und die Maschine unwirksam machen können.



legung wirklich mitzuteilen, es genügt auch die Influenz
ftig geriebenen Hartgummischeibe (Elektrophorkuchen),
. Dann wirkt zu Anfang die Hartgummischeibe ver
itzenkamm $f$; wenn nach mehreren Umdrehungen die
$H$ eine genügende Ladung angehäuft haben, kann man
be entfernen. Auf der Figur sieht man außer den
nen schräg stehenden Leiter $g$. Die Bedeutung dieses
ktors" ist folgende: Wenn man die Leiter $cc'$ über
nung auseinanderzieht, so können die Funken das Inter-
berspringen und die Wirkung der Maschine hört völlig
ngen infolge mangelnder Zufuhr ihre Ladung bald ver
stand wird durch die Anbringung des Diagonalkonduk-

Fig. 141.

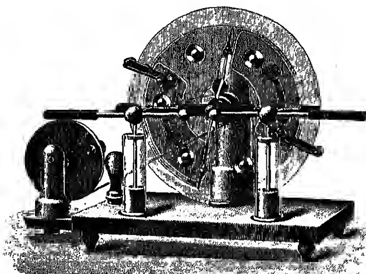


em dieser bei zu großer Entfernung von $c$ und $c'$ sofort
mt und die Wirkung aufrecht erhält. Fig. 141 zeigt die
cher Ausführung: mit den Konduktoren $c$ und $c'$ sind
en" verbunden, die zur Verstärkung der Funken dienen

nde Influenzmaschine. Da die Spitzenausströmung
mmten Ladungsdichte beginnt, so bedarf die Holtzsche
ngsladung. Die im Beginn dieses Paragraphen beschriebene
nung mit rotierenden Metallscheiben und Schleiffedern
s bei beliebig kleinen Anfangsladungen wirken, da ja die
metallische Kontakte hindurch stattfindet. Da nun ein
iter und Nichtleiter fast niemals völlig unelektrisch ist
er Apparat bei der Umdrehung meist von selbst in stark
l kommen. Diesen Vorteil der „Selbsterregung" einer
ehr kontinuierlichen Wirkung der Holtzschen Anordnung
binden, ist der Zweck der Töplerschen „selbsterregenden

Influenzmaschine", wie sie Fig. 142 in einer Ausführung von F. Ernecke (Berlin) zeigt. Sie entsteht aus der Holtzschen Maschine einfach dadurch, daß man auf die rotierende Scheibe eine Anzahl, meist sechs, kleine Stanniolscheiben aufsetzt, die in ihrer Mitte mit kleinen Knöpfen versehen sind und an Schleifbürsten schleifen, von denen sich je eine in der Mitte jedes der vier Spitzenkämme befindet. Die Bürsten bestehen aus ganz dünnem Messingband. Die Ausschnitte mit den Papierspitzen an der festen Scheibe fallen fort und werden durch zwei kleine Bürsten ersetzt, die durch zwei um

Fig. 142.



die bewegliche Scheibe herumgreifende Drahtbügel mit den Belegungen verbunden sind (sie entsprechen den Federn *cc'* in Fig. 139).

Anfangs sind bei dieser Maschine nur die Stanniolbeläge wirksam; ist die Ladung so stark geworden, daß die Spitzenwirkung beginnt, so wirkt die Maschine, wie die Holtzsche.

Vielplattige Influenzmaschinen. Da, wie schon erwähnt, die Reibungsarbeit bei den Influenzmaschinen fast ganz vermieden bzw. auf ein Minimum herabgedrückt ist, so kann man, ohne daß die zu leistende Arbeit die Kräfte eines Menschen übersteige, mehrere derartige Maschinen zu einer einzigen zusammenkoppeln. So entstehen die vielplattigen Maschinen, bei denen mehrere bewegliche Scheiben auf einer Achse befestigt sind; zwischen zwei beweglichen Scheiben kommt dabei meist eine feste. Mit Selbsterregungsvorrichtung braucht hierbei nur eine einzige Scheibe versehen zu sein, da die Belegungen alle miteinander verbunden sind.

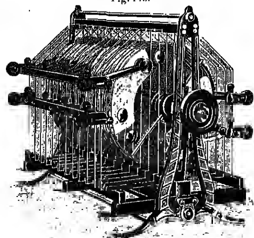
Eine 20plattige Maschine dieser Art stellt Fig. 143 dar. Man baut derartige Maschinen meist in dicht schließende Glaskästen ein, in die man Schalen mit Chlorcalcium zum Trocknen der Luft stellt. Die Scheiben können dann unlackiert bleiben und behalten ihre volle Wirksamkeit unbegrenzt.

ch Erhöhung des Luftdruckes in dem die Maschine umschließenden läßt sich die Wirksamkeit noch bedeutend steigern [1]).

 neuere sehr kompendiöse Konstruktion vielplattiger Maschinen ist nmelsdorff angegeben worden [2]).

Influenzmaschine als Motor. Wir haben oben gezeigt, daß esehen von der Achsenreibung zum Betriebe der Influenzmaschine eit nötig ist, da die elektrischen Anziehungs- und Abstoßungskräfte Drehung widersetzen. Daraus folgt nach dem Energiegesetz ohne

Fig. 143.



 daß eine Maschine, der man Elektrizität von außen zuführt, in geraten muß und zwar im umgekehrten Sinne, als die zur Erzeugung rizität dienende Maschine. Zur Ausführung dieses von Holtz [3]) den Versuches leitet man auf die Hauptkonduktoren einer Influenz-, deren Treibschnur abgenommen ist, von einer zweiten Maschine – E; dann gerät die erstere in lebhafte Rotation, sobald man ihrer inen Anstoß in negativem Drehsinne erteilt. Man könnte mit ihr s eines um ihre Achse geschlungenen Fadens ein Gewicht heben, chanische Arbeit gewinnen. Dabei werden die zugeführten Elek- ausgeglichen, d. h. ihre elektrische Energie wird verbraucht. Das er beiden Maschinen ist gewissermaßen eine Vorrichtung für elek- rbeitsübertragung, bei welcher die überströmende Elektrizität die s Übertragungsmittels spielt.

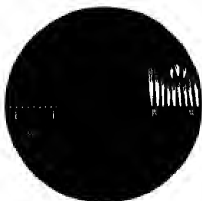
richtung der Influenzmaschine. Bei einer Holtzschen Ma- die Polrichtung, d. h. das Vorzeichen der auf dem einen oder Konduktor sich ansammelnden Ladung durch das Vorzeichen der edingt, mit der man die Maschine angeregt hat; bei der Töpler- statrregenden Maschine ist das Vorzeichen von Zufälligkeiten ab- nd wechselt sogar häufig, wenn man die Maschine kurze Zeit still-

 Hempel, Die „Hochdruckinfluenzmaschine"; Wied. Ann. 25, 487 (1885) nn. d. Phys. (4) 9, 651, 1902; (4) 23, 601 und 609, 1907.
gg. Ann. 139, 513 (1870).

stehen läßt und dann wieder in Bewegung setzt. Man kann die Polrichtung entweder mittels Probescheibe und Elektroskop prüfen, oder aber, indem man die Maschine im verdunkelten Zimmer betrachtet. Dann sieht man an den Spitzenkämmen die in Fig. 144 dargestellte Leuchterscheinung. Die Figur entspricht einer Holtzschen Maschine ohne Diagonalkonduktor; ist ein solcher vorhanden, so sieht man an dessen Kämmen ganz ähnliches Leuchten.

Die der *Scheibenbewegung entgegenstrahlenden* langen „Büschel“ *gg* rühren von ausströmender +E her, der entsprechende Konduktor ist also der *negative*. Die „*Glimmlichtpunkte*“ *ii* entstehen durch das Ausströmen von —E, der betreffende Konduktor ist also der *positive*.

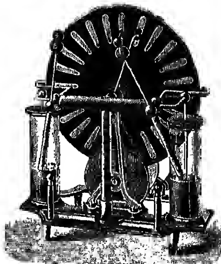
Fig. 144.



Es ist dies die erste Erscheinung bei unserer bisherigen Betrachtung, die einen qualitativen Unterschied im beobachtbaren Verhalten von +E und —E zeigt. Im weiteren wird sich zeigen, daß derartige Unterschiede sich fast ausschließlich auf zwei Gebieten bemerkbar machen, den *elektrischen Vorgängen in Lösungen und in Gasen*; diese Erscheinungsgebiete haben deshalb neuerdings eine besonders große Wichtigkeit erlangt.

*Influenzmaschinen ohne feste Scheibe.* Schon Holtz hatte eine Maschine konstruiert, die gar keine feste Belegungen besaß, sondern aus zwei entgegengesetzt rotierenden Scheiben mit passend gestellten Konduktoren bestand. Die Maschine ist, mit Selbsterregung versehen fälschlich unter dem Namen der *Wimshurstschen* Maschine jetzt ziemlich verbreitet. Namentlich die kleinsten Modelle mit *Hartgummischeiben* sind ihrer bequemen Handhabung und Billigkeit wegen beliebt. Fig. 145 zeigt eine derartige Maschine. In Fig. 146 ist die Verteilung der Ladungen und die Strömungsrichtung in den Konduktoren angedeutet. Die kleineren Modelle der Maschine besitzen meist keine Spitzenkämme, sondern nur Pinsel, die auf den Stanniolbelegungen schleifen. Es kommen in diesem Falle im wesentlichen nur die Ladungen der Stanniolbelegungen zur Wirkung, und die Hartgummischeiben dienen nur als isolierende Träger. Sind dagegen Spitzenkämme angebracht, so wirken auch die Scheiben selbst mit.

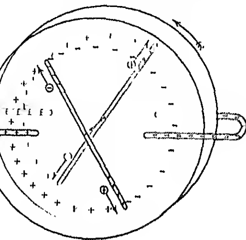
Fig. 145.



n, Geschichtliches zur Influenzmaschine. Eine
gentümlichkeit an den vorher beschriebenen Maschinen
ch welchen die anfängliche Elektrisierung der feststehen-
rstärkt und bei regelmäßigem Gange der Maschine auf
halten wird.

keit derartiger Multiplikationsprozesse war schon früher
e im 18. Jahrhundert erfundenen sog. Duplikatoren
olson und Bohnenberger waren Instrumente, welche

Fig. 148.



äußerst kleine Elektrizitätsmengen durch Influenz zu ver
rch elektroskopisch wahrnehmbar zu machen, sie dienten
ngszwecken. Aber auch schon zu dem ausdrücklichen
n Erzeugung von Elektrizität ist dasselbe Duplikatu
831) und Varley (1860) angewendet worden.

uplikatoren also als historische Vorläufer der Influenz
Ihren ursprünglichen Zweck, Elektrizitätsmengen, die
t ohne weiteres am Elektroskop nicht wahrnehmbar
kation zu vervielfältigen, erfüllten sie nur schlecht, da
ch aufluden, wenn gar keine Ladung von außen zu
Verhalten der Duplikatoren lehrte eben erst die fast
ner zufälliger Ladungen auf allen isolierenden Körpern
tern können.

ise der Duplikatoren erkennt man ohne weiteres aus
gestellten schematischen Modell; sie sind in der Tat
eit in Einzelheiten weiter nichts, als Influenzmaschinen
ngsübertrager, also abgesehen von den leitenden
ll hergestellt.

che Duplikator wurde von A. Volta bei seinen be-
er Berührungselektrizität (siehe § 105) benutzt, sonst

708) macht auf die Selbsterregung der Duplikatoren auf

hat wohl bloß der …
„Replenisher" praktische Anwendung gefunden; dieser stellt einen Duplikator von äußerst kompendiöser Form dar, der in das Gehäuse des von demselben Autor erfundenen Quadrantenelektrometers (s. § 99) eingebaut ist, und dazu dient, die Ladungsverluste eines geladenen Leiters von Zeit zu Zeit wieder zu ersetzen; denkt man sich etwa in der Fig. 139 einen geladenen Leiter mit der Scheibe $A$ verbunden, so kann man, wenn nach einiger Zeit durch Verluste wegen unvollkommener Isolation die Ladung geringer geworden, durch einige Umdrehungen des Apparates den Verlust wieder ausgleichen.

Ein gewisses theoretisches Interesse bietet der ebenfalls von Lord **Kelvin** stammende Tropfenduplikator, auch Wasserinfluenzmaschine genannt.

Aus einem mit der Erde leitend verbundenen gegabelten Wasserrohre *ccd*, Fig. 147, fließen zwei Wasserstrahlen so aus, daß die Stellen, wo sie in

Fig. 147.

Fig. 148.

Tropfen zerreißen, innerhalb zweier hohler Metallzylinder $A$ und $B$ liegen. Die Tropfen aus $A$ fallen in den Trichter $b$, die aus $B$ in den Trichter $a$, $A$ ist mit $a$, $B$ mit $b$ leitend verbunden, im übrigen sind beide sorgfältig isoliert. Man sieht sofort, daß, wenn einer der Zylinder, z. B. $A$, schwach + elektrisiert wird[1]), die in seinem Innern abfallenden Tropfen durch Influenz negativ elektrisch werden und diese negative Ladung im Fallen mitnehmen und an $b$ abgeben müssen. Die aus dem Trichter $b$ abfallenden Tropfen dagegen bleiben ungeladen, weil $b$ noch mit einer zylindrischen Hülle umgeben ist und die Tropfen im Moment des Abfallens mit $b$ noch leitend verbunden sind; an der Innenfläche eines geladenen Leiters befindet sich aber keine Ladung (§ 64).

Es ladet sich jetzt auch $B$, das ja mit $b$ leitend verbunden ist, negativ, und übt eine entsprechende Wirkung auf die aus $d$ abfallenden Tropfen aus,

---

[1]) Praktisch genügt auch hier vielfach eine zufällig bereits vorhandene Ladung; der Apparat ist also, wenn auch nicht immer, „selbsterregend".

nehr eine positive Ladung auf $a$ und $A$ übertragen, dessen anfäng-
ung verstärkend und so fort, bis zur Erreichung eines Maximums, wesentlichen durch die gegenseitige Einwirkung der beiden Leiter- und ferner dadurch bedingt ist, daß die geladenen Tropfen schließ- h elektrostatische Abstoßung seitens der unteren Zylinder in weitem r Seite geschleudert werden.

kann die Ladung der Tropfen, die aus $A$ und $B$, sowie die Ladungs- *derjenigen*, die aus $a$ und $b$ abfallen, leicht prüfen, wenn man sie kleinen isolierten Becher (an eine Siegellackstange angeklebter t) auffängt, und am Elektroskop prüft.

e Ausführungsform (nach Weinhold) der Maschine mit Leidener- (s. § 77) zur Ansammlung der erzeugten Ladungen zeigt Fig. 148.

ige praktische Winke über die Behandlung der Influenzmaschine esen Paragraph beschließen. Bezüglich der isolierenden Teile einschließ- scheiben gelten durchaus die Bemerkungen des § 56.

n die Maschine in feuchter Luft, also bei regnerischer Witterung, oder ir nachdem sie aus kalten Sammlungsräumen in ein durch menschliche ngen feucht gewordenes Auditorium getragen ist, versagen sollte, so für kurze Zeit durch Erhitzung der rotierenden Scheibe Abhilfe schaffen. e, die Maschine mäßig rasch drehend, mit einer Bunsenflamme über die bis diese handwarm geworden ist. Maschinen mit Hartgummischeiben mit Alkohol ab und erwärme sie dann vorsichtig.

ler Lack auf den Glasscheiben dunkelbraun und undurchsichtig oder orden, so muß er erneuert werden, eine Arbeit, die wohl am besten vom er ausgeführt wird.

selbsterregenden Maschinen ist der Grund des Versagens häufig der, daß chleifbürsten die rotierenden Knöpfe oder Stanniolscheiben nicht berührt. manchmal der Kontakt zwischen den Papierbelegungen und den Metall- vollkommen und muß durch Unterlegen von einigen zusammengefalteten ttchen verbessert werden.

rößte Feind der Influenzmaschine ist der Staub. Hartgummi hält sich ln besser als im Lichte. Hat die rotierende Scheibe einen Sprung be- so ist sie unbedingt zu verwerfen, da ein Auseinanderfliegen bei der mdrehung der Maschine zu lebensgefährlichen Verletzungen führen kann.

**). Versuche mit der Elektrisiermaschine.** Eine große Reihe chen, auch von den bereits früher beschriebenen, läßt sich bedeutend d mit größeren Wirkungen ausführen, wenn man als Elektrizitäts- Elektrisiermaschine benutzt; ob Reibungs- oder Influenzmaschine, ganz gleichgültig; wenn bloß ein Konduktor der Maschine gebraucht st der andere mit der Erde zu *verbinden*.

Verbindung des zu ladenden Apparates mit dem Konduktor der geschieht durch nicht zu dünne[1]) Drähte, oder Ketten oder Sehr zweckmäßig sind die in Fig. 149 abgebildeten Stangen, die nnenartig ineinanderschieben und dadurch in ihrer Länge ver- ssen.

ig. 150 ist die Art der Verbindung eines Apparates mit einer In- chine vollständig angegeben[2]); in den folgenden Figuren ist vielfach lende Leiter mit $\pm$, der abzuleitende mit $E$ (= Erde) bezeichnet.

---

n Ausströmungen zu verhüten.

e schematisch gezeichneten Verbindungen sind im Verhältnis zum Apparat einert.

Zur Beschreibung der Versuche selbst übergehend, bemerken wir zuvor, daß nur solche genannt werden sollen, die in irgend welcher Beziehung wissenschaftliches oder didaktisches Interesse haben. Die Zahl der in das Gebiet der physikalischen Spielereien fallenden Versuche ist zu groß, um hier auch bloß aufgezählt zu werden. Man findet sie in beliebiger Auswahl in illustrierten Katalogen.

Der **Kugeltanz** ist eine bessere Form des in Fig. 100 dargestellten Versuches; er läßt sich auch dadurch hervorbringen, daß man den Deckel eines

Fig. 149.

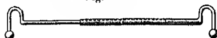


Fig. 150.

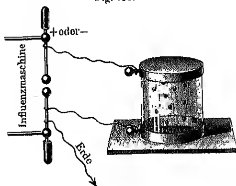
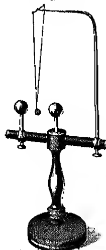



Fig. 151.



Elektrophors an seinen Schnüren so aufhängt, daß seine untere Fläche 5 bis 8 cm hoch über einer Metallplatte schwebt. Werden auf die Platte Holundermarkkügelchen gelegt, und Deckel und Platte mit den beiden Konduktoren einer Elektrisiermaschine verbunden, so tanzen die Kügelchen lebhaft auf und nieder.

Denselben Vorgang zeigt der von B. Kolbe[1] herrührende Apparat Fig. 151. Wird die eine feste Kugel mit einem isolierten geladenen Konduktor, die andere mit der Erde verbunden, so pendelt das kleine, an Seidenfäden hängende Kügelchen (das aus Holundermark oder Kork hergestellt und mit Blattgold überzogen ist) so lange hin und her, bis der Konduktor entladen ist (genauer: bis die Ladung zu schwach ist, um noch das Pendel zu bewegen). Man kann somit die Gesamtzahl der Schwingungen als ein relatives Maß für die Ladung des betreffenden Konduktors betrachten.

Die **gegenseitige Abstoßung** gleichartig geladener Körper kann man sehr schön mit Hilfe des Papierbüschels, Fig. 152, zeigen, dessen Streifen in geladenem Zustande sich nach allen Richtungen spreizen.

Die Haare auf dem Kopfe zeigen eine ähnliche Erscheinung, wenn man sich auf einen **Isolierschemel**, d. h. auf ein durch Glasfüße getragenes Brett, stellt und den Konduktor der Maschine mit der Hand berührt.

[1]) Einf. i. d. Elektr. 1, 76.

hine gedreht wird, sträuben sich die Haare; sie fallen zu-
man aus dem Konduktor oder dem menschlichen Körper selbst
ht.

ußbodenschuhe können an Stelle des Isolierschemels zur Iso-

das Gesicht einem stark geladenen Konduktor, so verspürt
als wäre man in ein Spinnennetz geraten (zuerst erwähnt von
5]). Die Ursache hiervon ist die Anziehung, die der Kon-
einen Flaumhaare der Haut ausübt.

che Funke kann leicht brennbare Körper, z. B. den Dampf
öschten Kerze, *entzünden*. *Knallgas kann schon durch ganz*
zur Explosion gebracht werden. Zur Entzündung des
die *sogenannte* elektrische Pistole, die in Fig. 153 in

Fig. 153.

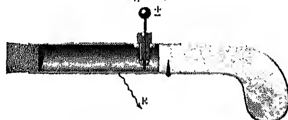



Fig. 154.

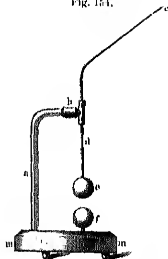
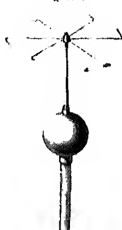



Fig. 155.



er Form dargestellt ist. Man ladet die Pistole mit einem
isch, indem man sie mit abwärts gerichteter Mündung einige
er das Entwickelungsrohr eines Wasserstoffapparates oder
onner stülpt, so daß sich das einströmende Gas mit einem
gebliebenen Luft vermischt, und sie darauf mit dem Kork
man dann auf den Knopf des isoliert durch die Wand
einen elektrischen Funken fallen, während man den Lauf
so wird der Kork mit Knall weggeschleudert.

Zur Entzündung von Äther gießt man ihn in einen Blechlöffel, den man an den Konduktor einer Maschine hält.

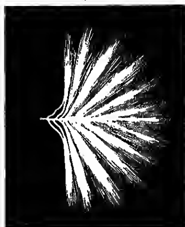
Die **Spitzenwirkung** läßt sich durch folgende Versuche demonstrieren:

Wenn man den Konduktor einer Elektrisiermaschine mit einer Spitze versieht, so ist es unmöglich, den Konduktor so zu laden, daß man aus ihm kräftige Funken ziehen kann. Alle durch die Umdrehung der Maschine erzeugte Elektrizität entweicht alsbald durch die Spitze.

Wenn man eine Spitze, die mit dem Boden in leitender Verbindung steht, dem Konduktor der Maschine bis auf einige Centimeter nähert, so ist es gleichfalls unmöglich, ihn zu laden.

Sehr schön läßt sich die elektrische Wirkung der Spitzen mit dem Apparat Fig. 154 zeigen. Die Kugel *f* wird zur Erde abgeleitet und die Spitze *c* dem Konduktor einer Elektrisiermaschine genähert; den Draht *cd* schiebt man so weit herab, daß ein Zwischenraum von einigen Millimetern zwischen den Kugeln *e* und *f* bleibt. Es findet dann ein beständiges Ausströmen von der Spitze *c* nach dem Konduktor statt, während die abgestoßene Elektrizität in der Kugel *e* angehäuft wird, bis sie eine hinlängliche Dichtigkeit erlangt, um ein Überschlagen von Funken zwischen *e* und *f* zu bewirken. Die Funken folgen sich um so langsamer, sie sind aber auch um so kräftiger, je weiter die Kugeln *e* und *f* voneinander abstehen.

Fig. 156.



Wenn man einer auf den Konduktor der Maschine aufgesetzten Spitze die Hand nähert, während die Maschine gedreht wird, so fühlt man den von der Spitze ausgehenden **elektrischen Wind**.

Man kann den elektrischen Wind dadurch sichtbar machen, daß man der Spitze eine **Kerzenflamme** nähert, die deutlich zur Seite geblasen wird.

Wenn die elektrische Spitze selbst beweglich ist, so muß sie sich, vermöge der zwischen ihr und den abströmenden Luftteilchen stattfindenden Abstoßung, bewegen und zwar in einer dem elektrischen Winde entgegengesetzten Richtung. Darauf beruht die Drehung des **elektrischen Flugrades**, Fig. 155, welche der Rotation des **Segnerschen Wasserrades** ganz analog ist.

Die Verschiedenheit der Leuchterscheinungen beim Ausströmen aus Spitzen, die bereits in § 69 erwähnt ist, kann man noch deutlicher sichtbar machen, wenn man von den Konduktoren einer Influenzmaschine den einen mit einer nicht zu scharfen Spitze[1]), den anderen mit einer Platte von 5 bis 8 cm Durchmesser verbindet, und Spitze und Platte in geeignetem, durch Ausprobieren zu ermittelndem Abstande einander gegenüberstellt. Dann sieht

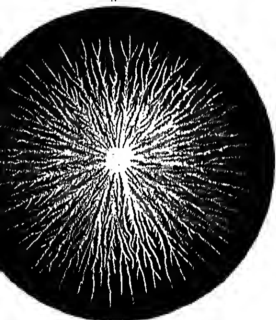
---

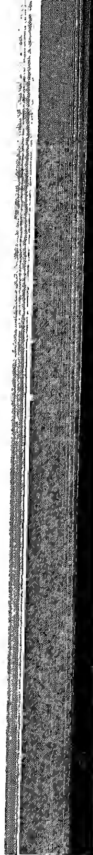
[1]) Bei größeren Maschinen sind meistens die Endkugeln der verschiebbaren Konduktoren abnehmbar und die Stangen zugespitzt. Man setze, nachdem man die Kugeln abgenommen hat, auf die eine Stange eine mit passender Hülse versehene Platte.

olten Zimmer bei positiver Spitze ein Lichtbüschel von etwa abgebildeten Gestalt, bei negativer Spitze dagegen nur einen von etwa 1 mm Durchmesser.

rschiedenheit der Ausstrahlung aus positiv und aus negativ und des dadurch erzeugten elektrischen Windes hängt auch tümliche Erscheinung zusammen, die von G. Chr. Lichten-777 entdeckten Staubfiguren [1]. Man berühre eine sorg- (vgl. § 56), dünne Scheibe aus Schellack, Hartgummi oder

Fig. 157.





ndem Material, die auf einer metallenen Unterlage liegt s einer Flamme von jeder Spur einer etwa anhaftenden orden ist, mit einem geladenen Konduktor und bestreue In § 59 erwähnten Gemisch aus Schwefel und Mennige. ositiv geladen, so entsteht auf der Scheibe eine gelbe lpulver in Form feiner, sich verästelnder Strahlen auf einem von Mennige (Fig. 157).

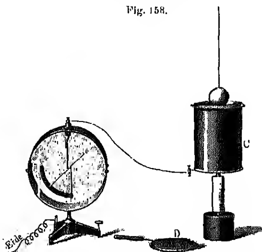
der Leiter negativ, so bilden sich nur kleine, runde Iennige auf gelbem (Schwefel-) Untergrund.

adayscher Zylinder; Definition und Messung der ge. Ein zylindrisches Blechgefäß C (Fig. 158) von etwa und 25 cm Höhe (Konservenbüchse von etwa 1 Liter Inhalt) llt und durch einen Draht mit dem Knopfe eines Elektro- dessen Hülle zur Erde abgeleitet ist.

er diese noch nicht in allen Einzelheiten aufgeklärte Erschei- hafen, Wien. Ber. 53, 1866; E. Reitlinger, Wien. Ber. 41, Bezold, Pogg. Ann. 140, 541, 1870 und 144, 337, 1871

Ein Leiter beliebiger Gestalt wird an einem langen Seidenfaden aufgehängt, so daß er in geladenem Zustande in das Gefäß eingesenkt werden kann. Als Leiter kann eine Kugel, eine Scheibe, ein Drahtring, im Notfall ein Schlüssel dienen, nur darf seine Höhe nicht größer sein als etwa die halbe Höhe des Gefäßes. Der Faden muß so lang sein, daß, wenn der Leiter den Boden des Gefäßes berührt, die Hand des Experimentierenden sich noch etwa 25 cm über der Öffnung befindet. Man operiere ferner bei allen Versuchen dieses und des folgenden Paragraphen möglichst mit ausgestreckten Armen, um Influenzwirkungen seitens des eigenen Körpers zu verhüten. Alle etwa störenden Leiter, Stative u. dgl. sind zu entfernen.

Fig. 158.




Das Gefäß wollen wir als „Faradayschen Zylinder" bezeichnen [1]).

Erster Versuch: Wir tauchen den geladenen Leiter in den Zylinder und bemerken einen Ausschlag des Elektrometers, der mit zunehmender Tiefe des Eintauchens zuerst wächst, schließlich aber konstant bleibt, wenn erst das obere Ende des Leiters einige Centimeter tief unter der Öffnung steht. Von da ab ändert sich auch dann nichts an dem Ausschlag, wenn wir den Leiter beliebig hin und her bewegen. Heben wir den Leiter wieder heraus, so verschwindet der Ausschlag wieder.

Der Ausschlag wird für jede beliebige Lage des Leiters vollkommen konstant, wenn wir den Zylinder nach dem Eintauchen des Leiters mit einem Deckel $D$ versehen; der möglichst enge Schlitz im Deckel gestattet beliebiges Hin- und Herbewegen des eingetauchten Leiters; natürlich darf man den Deckel nur mittels des isolierenden Griffes anfassen, da man sonst den Zylinder beim Auflegen des Deckels entladen würde.

---

[1]) Auf die zylindrische Form kommt es nicht an; jeder beliebige Hohlkörper ist geeignet, wenn nur seine Öffnung klein gegen die übrige Oberfläche ist. Faraday benutzte zu seinen Versuchen (Phil. Mag. 1848), die zum Teil mit den folgenden Versuchen übereinstimmen, einen Eiseimer; aus diesem Grunde wird der zweite der folgenden Versuche in der englischen Literatur vielfach als „Eiseimerversuch" bezeichnet.

rsuch: Wir beobachten den bei genügend tiefem Eintauchen
n des Deckels entstehenden konstanten Ausschlag und be-
en Leiter die Innenwand des Zylinders; der Ausschlag ändert
t, und bleibt jetzt auch unverändert, wenn wir den Leiter
wieder herausheben. Dieser Versuch ist im wesentlichen eine
zweiten Versuchs in § 64, durch den bewiesen wurde, daß ein
r eingetauchter und mit diesem zur Berührung gebrachter
Ladung abgibt. Wir betrachteten damals den Ausschlag des
ein Maß für die abgegebene Ladung; der jetzige Versuch
n Leiter zwecks Messung seiner Ladung bloß einzutauchen
aß er seine Ladung durch Berührung abgibt; nach der
wir ihn behufs weiterer Verwendung wieder aus dem Zy-
, ohne daß sich an seinem Zustande etwas geändert hat
rsuch: Wir verändern die Form des eingetauchten
noch einen zweiten, anfangs ungeladenen isolierten Leiter
dem ersten innerhalb des Zylinders zur Berührung bringen
ch der Berührung entsteht eine Änderung des Ausschlages,
die Ladung auf beide Leiter verteilt hat; daß dies der
an, daß, wenn man einen von beiden Leitern herauszieht,
sschlag sich verringert.
kann auch so ausgeführt werden, daß man zuerst die
ers durch bloßes Eintauchen bestimmt, dann den Leiter
und außerhalb des Zylinders mit einem zweiten ungeladenen,
rührt. Dann sind beide elektrisch geworden. Taucht
n Leiter wieder ein, so erhält man einen kleineren Aus
an berühre den Zylinder mit dem Leiter, so daß er seine
d ziehe ihn wieder heraus. Darauf verfahre man ebenso
eiter; der Ausschlag wird größer und erreicht genau den-
er beim Eintauchen des ersten Leiters allein vor der
alten wurde[1]).
so den Ausschlag, den ein elektrisierter Leiter
in einen Faradayschen Zylinder an einem mit
nen Elektrometer erzeugt, als Maß für den elek-
des Leiters betrachten, so zeigen die obigen Versuche,
o, daß wir eine Größe messen, die auf einem isolierten Leiter
ibt, auch wenn wir seine Größe und Lage beliebig ändern.
en Paragraphen eingeführte Bild der „Elektrizitäts-
Agens, das sich wie eine Flüssigkeit über die einander
ausbreitet, ohne seine Menge dabei zu verändern, bleibt
Versuchen gegenüber gerechtfertigt, wenn wir das oben
jene Menge benutzen.
rührung des eingetauchten Leiters (dritter Versuch) mit
tzterem eine Verteilung stattfindet, so folgt, wegen des
hlags, daß die Summe der beiden durch die Verteilung
ngesetzten Elektrizitäten auf dem zweiten Leiter Null
mus mit unserer in § 61 entwickelten Auffassung über-

rsuch muß natürlich genügend rasch verfahren werden, um
Isolationsfehler zu vermeiden.

Vierter Versuch: Den in § 59 gefundenen Satz, daß durch Reibung stets gleichviel + E und — E erzeugt werde, können wir jetzt noch genauer beweisen. Wir legen auf den Boden des Zylinders ein Stück Filz und fahren mit dem Ende eines Hartgummistabes einige Male darauf hin und her. Es entsteht nicht der geringste Ausschlag, selbst wenn wir an Stelle des in Fig. 158 abgebildeten Zeigerelektromotors ein empfindliches Aluminiumblattelektromotor benutzen. Der Ausschlag bleibt auch Null, wenn wir den Hartgummistab ein wenig heben und im Zylinder hin und her bewegen; dagegen entsteht sofort ein beträchtlicher Ausschlag, wenn wir den Stab ganz herausziehen.

Wir richten nunmehr den Versuch so ein, daß der beim Herausziehen des Stabes entstehende Ausschlag bequem meßbar ist, und entfernen nach Ablesung des Elektromotors das Filzstück, wobei der Ausschlag natürlich wieder verschwindet; tauchen wir jetzt den Hartgummistab wieder ein, so entsteht derselbe Ausschlag wie zuvor. Wir können uns leicht überzeugen, daß der erste Ausschlag von + E, der zweite gleich große von — E herrührte.

Auch dieser Versuch muß natürlich schnell ausgeführt werden, damit nicht Ladungsverluste infolge unvollkommener Isolation die Messungen fälschen.

Fünfter Versuch: Wir führen in den Zylinder den in § 66 abgebildeten Seifenblasenapparat ein, nachdem wir der Seifenblase eine Ladung erteilt haben und setzen den Deckel auf [1]). Wenn wir nunmehr mittels des Gebläses die Seifenblase vergrößern oder verkleinern, so ändert sich an dem Stande des Elektromotors nichts. Benutzen wir zu diesem Versuch einen aus Drahtnetz hergestellten Zylinder, so sehen wir, daß die Blättchen am Seifenblasenapparat die Änderung der Ladungsdichte anzeigen. Es bleibt also auch hier bei einer Änderung der Oberfläche des geladenen Leiters die gesamte Elektrizitätsmenge vollkommen konstant.

Sechster Versuch: Wenn man eine Elektrisiermaschine vollständig in einen Drahtkäfig einschließt, der isoliert und mit einem Elektromotor verbunden ist und die Maschine mittels einer aus dem Käfig herausragenden isolierenden Achse in Umdrehung versetzt, so zeigt das Elektromotor nicht den geringsten Ausschlag an, auch wenn im Innern des Käfigs kräftige Funken überspringen; auch bei der Elektrisiermaschine findet eben nur eine Änderung in der räumlichen Verteilung der Elektrizität statt, während die Summe konstant bleibt, d. h. gleich Null, da sie ja anfangs gleich Null war.

Siebenter Versuch: Messung von Elektrizitätsmengen: Wenn wir nicht nur die Konstanz einer Elektrizitätsmenge oder das bloße Bestehen eines Größenunterschiedes nachweisen, sondern verschiedene Mengen messend miteinander vergleichen wollen, so müssen wir eine Eichung ausführen.

Zunächst weisen wir durch den Versuch nach, daß eine geladene Kugel, wenn wir sie mit einer anderen gleich großen, die ungeladen und isoliert ist, berühren, genau die Hälfte ihrer Ladung verliert; zu diesem Zwecke laden wir erst eine der Kugeln, tauchen sie in den Zylinder und messen den Ausschlag, dann berühren wir sie außerhalb des Zylinders mit der zweiten und tauchen darauf jede einzeln ein; wir finden, daß jede der beiden Kugeln denselben Ausschlag ergibt, der aber kleiner ist als der vorherige. Tauchen wir sie endlich beide gleichzeitig ein, oder entladen zuerst die eine, dann die andere

[1]) Der Schlitz muß weit genug sein, um das Röhrchen durchzulassen.

mit der Innenwand des *Zylinders*, so erhalten wir einen
sschlag wie anfangs von der allein geladenen ersten Kugel.
im allgemeinen finden, daß der größere Ausschlag in Graden
der Skala des Elektrometers *bedeutend mehr als das Doppelte*
trägt, daß also die Ausschläge viel rascher wachsen als
ungen. Eine Teilung in vier gleiche Mengen können wir
rhalten: Wir nehmen zwei *Kugeln von gleichem Durch*-
zunächst eine davon derart, daß der beim Eintauchen ohne
ende Ausschlag etwa bis an das Ende der Skala geht. Die
Menge bezeichnen wir mit 4. Dann berühren wir mit der
Kugel (weit außerhalb des *Zylinders!*) und tauchen sie
und zwar bis zur Berührung; der Ausschlag entspricht der
durch die Berührung mit dem *Zylinder* völlig entladene
ir nach dem Herausziehen wieder mit der zweiten, die noch
besitzt, wodurch beide Kugeln die Ladung 1 erhalten und
rste Kugel wieder ohne Berührung des Zylinders ein, wodurch
Ladung 1 zur bereits bestehenden Ladung 2 des Zylinders
entstehende Ausschlag entspricht also der Ladung 3. End-
Kugel wieder heraus, entladen den Zylinder und tauchen
vor mit der Ladung 1 behaftete Kugel wieder ein; der Aus-
tzt der Ladung 1. Damit haben wir vier Punkte der Skala
adungen entsprechen, die sich wie 4 : 2 : 3 : 1 verhalten.
dann in einem rechtwinkeligen Koordinatensystem die
zissen, die Ausschläge als Ordinaten auf und verbinden
eine stetige Kurve, so können wir aus dieser Kurve auch
läge, die zwischen den Eichpunkten liegen, die zugehörigen
n (siehe weiter unten Fig. 158). Bei der Ladungsteilung
itgend schnell verfahren werden, so daß Isolationsverluste
ren. Man achte ferner darauf, daß die Ladungsteilung in
nung von anderen Leitern vorgenommen wird, da sonst
luenzwirkungen die Gleichheit der Ladungen auf den sich
n gestört werden kann.
Eichung mit beliebig eng liegenden Punkten erhalten wir

tfernung von dem aus Elektrometer und Faradayschem
en zu eichenden System stellen wir einen *möglichst großen*
einen Metalleimer) auf eine Paraffinplatte oder einige
lackstangen und verbinden ihn mit einem zweiten, mög-
hen Elektrometer. Wir laden das System und überzeugen
fe einiger Minuten kein merklicher Ladungsverlust eintritt.
s ferner davon, daß etwa 10- bis 15 malige Fortnahme
g mittels einer Probescheibe von 4 bis 5 qcm Fläche noch
Vorlust hervorruft [1]). Dann können wir die bei jedes-

[1]) ... Leiter etwa 20 cm Durchmesser und 50 cm Höhe, so beträgt
... n 5000 cm². Ein Probescheibchen von 5 cm² nimmt also nur
... 10 malige Berührung entfernt erst 1 Proz. der Ladung. Falls
... den kein zweites Elektrometer verfügbar ist, kann man auch
... ontrolle der Isolation benutzen und erst nachher mit dem
... der verbinden. Nach Ausführung der Eichung muß man sich
... überzeugen, daß der Isolationszustand sich nicht geändert hat

maliger Berührung auf das Probescheibchen übertragene Ladung als konstant ansehen. Wir laden den Eimer möglichst hoch, warten etwa eine Minute, damit etwaige Spitzenausströmungen aus den Rändern aufhören und beginnen dann die Versuche, indem wir mittels des Scheibchens successive gleiche Ladungen in den **Faradayschen** Zylinder übertragen. Da bei jedesmaligem Eintauchen des Scheibchens in den Zylinder dieselbe Ladung übertragen wird, so entsprechen die nacheinander abgelesenen Ausschläge den relativen Ladungen 1, 2, 3, 4 usw. Durch graphische Auftragung erhält man wieder die Zwischenpunkte. Die geeignete Ladungshöhe des als Reservoir dienenden Leiters ermittelt man leicht durch Ausprobieren. Es genügt, wenn bei fünf- bis zehnmaliger Ladungszufuhr zum **Faraday**-Zylinder das Elektrometer bis an das Ende seines Meßbereiches gelangt ist. Sollte die Ladung des als Reservoir dienenden Körpers sich nicht genügend hoch herstellen lassen, so vergrößere man die Probescheibe entsprechend oder aber man führe zwischen je zwei Ablesungen mehrere Ladungen der Probescheibe in den Zylinder.

Die folgende Tabelle nebst Kurve (Fig. 159) zeigt das Resultat einer an einem Elektroskop nach **Elster** und **Geitel** (Fig. 112) ausgeführten Eichung mit fünf Eichpunkten.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| Ladung | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| Ausschlag | 1,5 | 4,6 | 7,9 | 11,9 | 17,8 |

Wegen der unvermeidlichen Verluste des Reservoirleiters ist die Genauigkeit der Eichung natürlich nur gering; die angegebene Methode sollte nur die prinzipielle Möglichkeit der Durchführung mittels der bereits besprochenen Hilfsmittel dartun. Genauer ist die Benutzung irgend einer Elektrizitätsquelle konstanter Spannung, wie z. B. der elektrischen Lichtleitung. Man verbinde mit einem Pol der Lichtleitung (bei Drehstromanlagen mit einem der Außenleiter) einen etwa 30 cm langen, gerade ausgespannten Draht, lade eine an einem langen Seidenfaden hängende Kugel von etwa 10 cm Durchmesser (oder sonst einen beliebigen Leiter von entsprechenden Dimensionen) durch Berührung mit dem Drahtende und tauche sie dann in den **Faraday**-Zylinder. Da, wie man sich leicht durch einen besonderen Versuch überzeugen kann, ein einmaliges oder ein gleichvielmaliges Eintauchen der geladenen Kugel stets dieselbe Wirkung ergibt, so folgt daraus, daß die Kugel bei Berührung mit der Leitung jedesmal dieselbe Ladung erhält und deshalb ebenso wie oben die Probescheibe zur Eichung des Elektrometers benutzt werden kann.

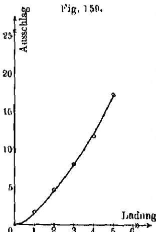


Fig. 159.

An Stelle der Kugel benutzt **F. Harms**[1]) zur Ladungsübertragung aus einem geladenen Gefäß abfallende Wassertropfen.

**Achter Versuch:** Wir tauchen einen mit + E geladenen Leiter in den Zylinder, ohne ihn zu berühren und lesen den Ausschlag des Elektrometers ab. Dann berühren wir den Zylinder einen Augenblick ableitend mit dem Finger, so daß der Ausschlag verschwindet. Der Ausschlag bleibt Null, auch wenn wir den geladenen Leiter beliebig im Inneren des Zylinders be-

---

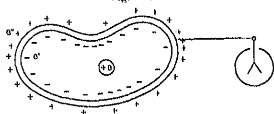
[1]) Ann. d. Phys. (4) 10, 816, 1903.

ein Deckel aufgesetzt, so dürfen wir allerdings nicht zu nahe an herangehen). Wenn wir nunmehr den Leiter herausziehen, so Ausschlag, der genau so groß ist wie der anfangs gemessene. Vorzeichens ergibt, daß der anfängliche Ausschlag von + E, der von — E herrührt.

oderholen jetzt den Versuch, ziehen aber zum Schluß den Leiter , nachdem wir den vorher abgeleiteten Zylinder mit ihm berührt Ausschlag bleibt jetzt auch nach dem Herausziehen des Leiters jetzt also, wovon man sich noch durch beliebige Kontrollversuche kann, sowohl der Zylinder wie der bewegliche Leiter vollkommen Das Endresultat bleibt auch dann noch dasselbe, wenn wir den mit dem Innern des vorher abgeleiteten Zylinders berühren, erst herausziehen, wobei ein Ausschlag entsteht, und dann von ühren, wobei der Ausschlag vollkommen verschwindet. (Über ng dieses Versuches s. § 72.)

**Faradaysches Influenzgesetz für geschlossene Leiter; der Elektrizitätsmenge.** Aus den Versuchen des vorigen Paranmentlich dem achten, folgt, daß wir es mit einem Influenzvorgang on, derart, daß zunächst der eingetauchte Leiter auf der Innenseite der umgebenden Hülle (d. h. des „Faraday-Zylinders") unto Ladungen influenziert (Fig. 160). Es werde angenommen, daß vollständig gealso der Deckel sei; die Gestalt gänzlich gleichr an einem gektrometer abgechlag entspreche ng $+e$ des ein-Leiters; als Einbei willkürlich etwa diejenige Menge angenommen, die an dem er einen Ausschlag von einem Skalenteil erzeugt. Wir fragen Betrag $e'$ der an der Innenseite der Hülle befindlichen Influenzerster Art, und nach dem Betrag $e''$ der an der Außenseite heweiter Art.

Fig. 160.



ch dem achten Versuch des § 71 die Ladungen $e$ und $e'$, die nach von $e''$ durch Berührung der Hülle allein übrig bleiben, imstande vollständig zu neutralisieren, so folgt zunächst, daß:

$$e' = -e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1$$

muß, wenn man den beweglichen Leiter bis zur Berührung einleiter Versuch), so daß er seine Ladung $e$ vollständig an die Hülle nfalls vollständige Neutralisation von $e$ und $e'$ eintreten; der dann o Ausschlag des Elektrometers rührt also von $e''$ allein her.

ndlich (achter Versuch) ein dem von $e''$ allein herrührenden Ausz gleicher entsteht, wenn nach Ableitung von $e''$ und Herausziehen Influenzladung $e'$ allein übrig bleibt und sich ihrer eigenen Ablgend auf der Außenseite verteilt (§ 64), so folgt, daß:

$$e'' = -e' \text{ oder nach Gleichung (1): } e'' = e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

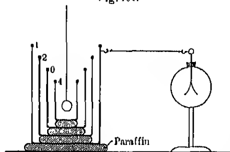
Das in den Gleichungen (1) und (2) enthaltene Faradaysche Influenzgesetz lautet also in Worten:

A. Wird eine Elektrizitätsmenge $e$ in eine geschlossene leitende Hülle eingetaucht, so influenziert sie eine gleiche Menge $e'' = e$ auf der Außenseite und eine entgegengesetzt gleiche $e' = -e$ auf der Innenseite der Hülle.

Aus der Unabhängigkeit des Elektrometorausschlages von der Lage und Verteilung von $e$ im Innern der Hülle folgt ferner, daß die örtliche Verteilung von $e''$ auf der Außenseite nur von der Menge $e$ und von der Gestalt der Hülle abhängig ist. Während also bei Bewegung des eingetauchten Leiters oder Veränderung seiner Gestalt auch die relative Verteilung von $e'$ sich ändert — wovon man sich durch Versuche mit an der Innenseite angelegten Probescheiben leicht überzeugen kann —, ist die Verteilung von $e''$ hiervon gänzlich unabhängig und ist dieselbe, als wenn $e'$ und $e$ gar nicht vorhanden wären (vgl. Versuch 2, bei dem sich $e'$ und $e$ neutralisieren, ohne daß der Ausschlag sich ändert) und $e''$ etwa durch Mitteilung von außen auf die Hülle gebracht wäre. Man kann also schließen, daß die Influenzladung erster Art $e'$, die auf der Innenseite einer geschlossenen Hülle durch eine Ladung $e$ influziert wird, sich stets so verteilt, daß $e'$ und $e$ zusammen sich in ihrer Wirkung nach außen hin vollständig aufheben (vgl. § 65).

Faraday hat die Versuche noch dadurch erweitert, daß er mehrere Zylinder 1, 2, 3, 4 (Fig. 161) durch Schellackplatten voneinander isoliert ineinanderstellte; mittels Seidenfäden konnten die inneren Zylinder nach Belieben herausgehoben werden. Der Ausschlag des Elektrometers war derselbe, wenn die vier Zylinder ineinanderstanden, wie wenn nur der äußerste vorhanden war. Er änderte sich nicht, wenn die Kugel mit dem Zylinder 4 in Berührung gebracht und dann herausgezogen wurde. Er blieb ferner auch konstant, wenn nacheinander mittels eines isolierten Drahtstückchens 4 mit 3, 3 mit 2, 2 mit 1 in Verbindung gesetzt wurde; endlich konnten zum Schluß, ohne den Ausschlag zu ändern, die Zylinder 4, 3 und 2 herausgenommen werden. Zur Erklärung dieser Versuche beachte man, daß, wenn $e$ die eingetauchte Ladung, auf der Innenfläche jedes Zylinders $-e$ und auf jeder Außenfläche $+e$ influenziert wird.

Fig. 161.




Endlich zeigte Faraday noch, daß der Ausschlag nicht geändert wurde, wenn man zwischen Kugel und Zylinder ein beliebig geformtes Gefäß aus Schellack, Schwefel oder sonst einem beliebigen leitenden oder nichtleitenden Körper setzte. (Über die Bedeutung dieses Versuches s. § 95.)

Wir werden später sehen, daß die relative Verteilung auf der Oberfläche der Kugel und der Innenfläche des Zylinders durch Einschieben irgend welcher Leiter oder Nichtleiter stets geändert wird. Wir finden also auch diesen Einflüssen gegenüber, daß die von uns gewählte Bezeichnung „Elektrizitäts-

mittels des Faradayschen Zylinders meßbare Wirkung sich
eignet erweist. Die so definierte „Elektrizitätsmenge" auf
en Nichtleitern umgebenen Körper bleibt ihrem Betrage nach
rlich und kann nur ihre Lage verändern. Den Betrag
Körper befindlichen Elektrizitätsmenge können wir also nur
ise verändern:

Leitung: Wenn wir nämlich den geladenen Körper mit
erühren, der entweder ungeladen oder mit beliebiger anderer
ist, so verändert sich im allgemeinen die Ladung jedes der
Wenn wir jedoch diesen Versuch im Innern eines Faraday-
ausführen, so finden wir, daß dabei der Ausschlag des mit
rbundenen Elektrometers sich gar nicht ändert, daß somit
ung beider Leiter dieselbe geblieben ist. Ist der eine
mit + E, der andere mit — E geladen, so kann diese Un-
den Wert Null oder negative Werte haben.

lektromotorische Vorgänge: Unter „elektromotorischen
n alle diejenigen, ihrem inneren Mechanismus nach vielfach
en Vorgänge bezeichnet werden, durch die ohne elektrische
außen eine räumliche Trennung von + E und — E auf
erührenden, anfangs elektrisch neutralen Körpern hervor-
erart, daß nach Trennung der Körper der eine +, der andere
eint. Bisher haben wir von derartigen Vorgängen nur die
ung verschiedenartiger Körper kennen gelernt; eine Reihe
n späteren Kapiteln zur Sprache kommen.

orgängen spielt natürlich auch die Leitung eine Rolle; denn
der anfänglich gleichmäßig verteilten Elektrizitäten kann
g stattfinden.

uch hier die Gesamtsumme stets konstant, nämlich, wenn
teiligten Körper berücksichtigt werden, gleich Null bleibt,

samte Elektrizitätsmenge auf einem beliebigen
torn und Nichtleitern kann nur verändert werden,
eitung von außen stattfindet. Innerhalb des Sy-
ann nur eine Veränderung der relativen Verteilung

rizitätsmenge" ist dabei zunächst noch immer nichts anderes,
radayschen Zylinder und Elektrometer gemessene Größe zu
trengem Festhalten an dieser Definition beruht der experi-
für die Richtigkeit des letzten Lehrsatzes namentlich auf
sochsten Versuch des § 71.

den Satz A. noch in eine besonders bequeme mathematische

n später (Kapitel „Elektrische Leitung in Gasen") noch eine
, der Ladungsänderung kennen lernen, nämlich die Bewegung
urch den leeren Raum, bei der ein völlig isolierter Leiter doch
fladung ändern kann. Einstweilen muß von diesen, nur auf
eoretischer Betrachtungen verständlichen Vorgängen jedoch ab-

Wir denken uns das betrachtete, teils aus leitenden, teils aus nichtleitenden Körpern bestehende System von einer rings geschlossenen Hülle umgeben, die *zur Erde abgeleitet* ist. Die *gesamten* auf dem isolierten System befindlichen Ladungen $\Sigma e_1$ mögen zum Teil durch Zuleitung von außen her in das Innere transportiert, zum Teil durch irgend welche elektromotorischen Vorgänge oder durch Betätigung von zum System gehörigen Influenzapparaten auf die Teile des Systems verteilt worden sein. Dann ist dadurch nach Gleichung (1) gleichzeitig eine Ladung $\Sigma e_1' = -\Sigma e_1$ auf der Innenwand der Hülle influenziert worden. Wir können also schreiben:

$$\Sigma e = \Sigma e_1 + \Sigma e_1' = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

In Worten:

C. **Die gesamte Elektrizitätsmenge $\Sigma e$, die sich auf einem isolierten System und der Innenwand der es umschließenden Hülle befindet, ist gleich Null.**

Die Sätze A., B. und C., sowie die Gleichungen 1, 2 und 3 dieses Paragraphen sind weiter nichts als präzise Ausdrücke unbedingt sicherer Erfahrungstatsachen; wir können, wenn *wir wollen*, zur „Erklärung" des Satzes B. eine der in § 60 aufgezählten Hypothesen über das Wesen der Elektrizität als eines an Menge unveränderlichen, in den Leitern frei beweglichen Agens oder die später zu besprechende Faraday-Maxwellsche Anschauung einführen; dadurch erhalten unsere Vorstellungen eine gewisse plastische Greifbarkeit. Im übrigen gilt aber auch hier das in § 13 Gesagte über die Bedeutung derartiger Hilfsvorstellungen.

Die Sätze A. und C. und die mit ihnen inhaltlich identischen Gleichungen 1, 2 und 6 hängen mit dem „Wirkungsgesetz" für das an Stelle der meßbaren „Ladungen" gedachte hypothetische „Agens" zusammen, das in § 84 abgeleitet werden soll.

§ 73. ***Gleichgewicht auf Leitersystemen; Kapazität.*** Wenn man zwei beliebig geladene isolierte Leiter miteinander in Berührung bringt oder sie durch einen Draht miteinander verbindet, so findet im allgemeinen so lange ein Überströmen von Elektrizität von einem zum anderen statt, bis sich ein Gleichgewichtszustand zwischen beiden hergestellt hat; es soll versucht werden, für diesen Gleichgewichtszustand Gesetzmäßigkeiten aufzufinden [1].

Wir wollen zu unseren Versuchen zwei Leiter von möglichst verschiedener Gestalt, etwa den in § 60, Fig. 132 abgebildeten Kolbeschen Kegelkonduktor $A$, und eine Kugel $B$ benutzen (Fig. 162). $A$ sei mit einem Elektrometer $C$ verbunden.

Ferner gebrauchen wir als Hilfsapparate einen Faradayschen Zylinder $D$ mit Elektrometer $E$ und einige Drahtstücke $FF$ von etwa 5, 10 und 20 cm Länge und nicht mehr als etwa 0,5 mm Durchmesser, die mit isolierender Handhabe versehen sind. Man entferne alle störenden Körper aus der Umgebung des Apparates und stelle $D$ und $E$ möglichst weit entfernt von $A$ und $B$ auf (in der Figur ist die Anordnung der Raumersparnis wegen zu gedrängt gezeichnet).

---

[1] Die Versuche und Resultate dieses und des folgenden Paragraphen finden sich bereits so gut wie vollständig in den „Elektrischen Untersuchungen" von Cavendish aus den Jahren 1771 bis 1773. Da dieser seltsame Forscher jedoch die meisten seiner Resultate unveröffentlicht ließ, so sind sie zum Teil erst von Anderen später neu aufgefunden worden. Erst im Jahre 1879 hat Cl. Maxwell die Werke von Cavendish im Zusammenhang veröffentlicht.

…ersuch: Wir erteilen $A$ eine Ladung, deren Betrag wir
…trometer $C$ kontrollieren. Dann berühren wir $A$ an seinem
…it der Kugel $B$, tauchen diese in den Faradayschen Zylinder
… Ausschlag des Elektrometers $E$ ab, der $n_1$ Skalenteile be-

Fig. 182.

…holen den Versuch, nachdem wir $A$ wieder genau dieselbe
…haben [1]), berühren jetzt aber mit $B$ die ausgehöhlte Seite
… Faraday-Zylinder gemessene Ladung entspreche jetzt

…stets, daß $n_2$ kleiner als $n_1$ ist. Bei direkter Berührung zweier
…das Teilungsverhältnis der Ladungen von der Lage der Be-
…hängig.

…ersuch: Wir stellen $B$ in Abständen von je 5 cm (etwa
…ge von $A$) oder je 10 cm einmal der spitzen und einmal der
… $A$ gegenüber auf und verbinden nach Ladung von $A$ beide
…en isolierten Draht $F$ von passender Länge. Untersuchen wir
… Fällen die Ladung von $B$, so wird jetzt der Unterschied
… $n_2$ kleiner sein als beim ersten Versuch. Ferner finden wir
…on der relativen Stellung der beiden Leiter $A$ und $B$, nicht
…ngig, welche Punkte von $A$ und $B$ wir mit dem Draht ver-

…ersuch: Die Entfernung zwischen $A$ und $B$ werde noch
… auf etwa 20 cm. Jetzt ergibt sich, daß die Ladung von $B$
…r Ladung von $A$!) nicht nur von der Wahl der durch den
…en Punkte, sondern auch von der gegenseitigen Lage von $A$

…t möglich ist, bei der Ladung, etwa mittels Elektrophors, immer
… Betrag zu treffen, so lade man zuerst etwas zu hoch und nehme
…uß fort, indem man den Leiter mit einem dünnen Papierstreifen
…einstab berührt, durch den die Ladung ganz langsam abfließt.

und $B$ gänzlich unabhängig ist. Es wird also erstens dieselbe Ladung auf $B$ erhalten, ganz gleich, ob wir den Verbindungsdraht an die Spitze von $A$ legen, oder ob wir ihn in den Grund der Höhlung einführen (Fig. 163a und b);

Fig. 163.




zweitens ist die Ladung dieselbe, wenn die Kugel $B$ sich auf der hohlen und wenn sie sich auf der spitzen Seite von $A$ befindet.

Zur Erläuterung der obigen drei Versuche diene folgende Tabelle:

(Leiter $A$: 10 cm lang, 5 cm Durchmesser; $B$: 4,5 cm Durchmesser.)

| Versuch Nr. | Entfernung | $n_1$ | $n_2$ |
|---|---|---|---|
| 1 | 0 cm | 9 | 2 |
| 2 | 5 „ | 13 | 7 |
|  | 10 „ | 13,5 | 8 |
| 3 | 20 „ | 13 | 13 |

Man vergleiche hiermit das in § 66 erhaltene Resultat über die Dichte der Ladung auf dem Kegelkonduktor, die sich an der Spitze am größten, in der Höhlung fast gleich Null ergab.

Während also die Gleichgewichtsverteilung auf einem einzelnen Leiter oder auf sich direkt berührenden oder nahe beisammen befindlichen Leitern in komplizierter Weise von Gestalt und gegenseitiger Lage abhängt, werden die Verhältnisse bei großer Entfernung sehr einfach und lassen sich durch folgenden Satz ausdrücken:

A. **Werden zwei isolierte Leiter, deren Entfernung groß gegen ihre eigenen Abmessungen ist, durch einen dünnen Draht miteinander verbunden, so ist die Verteilung der Ladungen zwischen ihnen unabhängig von ihrer gegenseitigen Stellung und von der Wahl der Berührungspunkte des Verbindungsdrahtes.**

**Das Verhältnis der beiden Ladungen ist durch Größe und Gestalt der beiden Leiter vollständig bestimmt.**

**Vierter Versuch:** Wir stellen drei Leiter von verschiedener Größe und Gestalt, etwa eine Kugel $A$, eine Scheibe $B$ und den Kegelkonduktor $C$ in möglichst großer Entfernung voneinander isoliert auf; $B$ und $C$ verbinden wir mit je einem Kolbeschen Elektroskop, am einfachsten, indem wir die Leiter auf die Stiele der Elektroskope aufsetzen.

Wir verbinden durch zwei mit isolierter Handhabe versehene dünne Drähte $A$ mit $B$ und mit $C$[1]) und laden das Ganze. Der Ausschlag der Elektroskope bleibt ungeändert, wenn wir eine der Verbindungen $AB$ oder

[1]) Zur bequemen Herstellung der Verbindungen dienen kleine, an passender Stelle in die Leiter eingebohrte Löcher, in die man die hakenförmig gebogenen Drahtenden einhängt.

eben. Er bleibt auch noch ungeändert, wenn wir beide Verbin-
ntfernen und nunmehr $B$ direkt mit $C$ verbinden.

diesem Versuch folgt:

Sind zwei Leiter mit einem dritten im Gleichgewicht, so auch untereinander im Gleichgewicht.

B. läßt sich ohne weiteres auf beliebig viele Leiter erweitern, so Anzahl von Leitern $B$, $C$, $D$, . ., die alle mit einem Leiter $A$ im icht sind, es auch alle untereinander sind.

n wir nun einen bestimmten isolierten Leiter $A$ als Normalkörper n und für jeden anderen Leiter durch nachheriges Eintauchen in raday-Zylinder ermitteln, wievielmal größer bei seiner Verbindung rch einen dünnen Draht seine Ladung ist als die Ladung von $A$, n wir eine Zahl für jeden Leiter, die wir als seine „Kapazität" n wollen.

folgt aus Satz B., daß die Elektrizitätsmengen, die wir zwei Leitern müssen, damit sie im Gleichgewicht sind, d. h. damit sich bei Vor- er Leiter durch einen dünnen Draht an ihren Ladungen nichts h verhalten müssen, wie ihre Kapazitäten.

bestimmte Werte für die Kapazität eines Leiters zu erhalten, muß Festsetzung über die Größe und Gestalt des Normalkörpers $A$ werden. *Wir wollen die Festsetzung so treffen, daß wir bei den* ngen späterer Paragraphen zu möglichst einfachen Ausdrücken zu diesem Zweck wählen wir als Normalkörper eine Kugel von ius und erhalten somit folgende Definition der Kapazität:

ie Kapazität eines Leiters ist das Verhältnis der en, die sich auf dem Leiter einerseits, auf einer mit ihm lenen Kugel von 1 cm Radius andererseits befinden.

tz: Bei dieser Definition ist vorausgesetzt, daß die beiden Leiter öglichst großer Entfernung voneinander und von allen anderen efinden, und daß die Verbindung durch einen möglichst dünnen lgt. Es ist ferner vorausgesetzt, daß das Verhältnis, in dem sich gen zwischen zwei miteinander verbundenen Leitern teilen, unab- en der absoluten Größe der Ladung ist. Diese Voraussetzung rlich nur durch genaue Messungen geprüft worden, die ausnahmslos gkeit bestätigt haben. Es bleibt *ganz allgemein auf jedem beliebigen* m das Gleichgewicht ungestört, wenn man alle Ladungen in gleichem vergrößert oder verkleinert.

eicht man die Kapazität verschiedener Leiter miteinander, so findet im allgemeinen mit zunehmender Größe die Kapazität wächst, daß ußer von der Größe (Volum oder Oberfläche) auch noch von der d zwar in recht komplizierter Weise abhängt.

'ür geometrisch ähnliche Körper, die sich in großer Entfernung von ren Leitern befinden, findet man ein äußerst einfaches Gesetz:

Die Kapazitäten geometrisch ähnlicher Körper verhalten ihre entsprechenden Längen.

erhalten sich die Kapazitäten $K_1$ und $K_2$ zweier Kugeln wie ihre und $r_2$. Also:

$$K_1/K_2 = r_1/r_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Da wir nun die Kapazität einer Kugel vom Radius 1 gleich 1 gesetzt haben, also $K_2 = 1$, wenn $r_2 = 1$, so wird einfach

$$K = r \qquad (2)$$

oder in Worten:

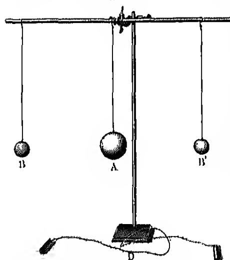
E. Die Kapazität einer Kugel ist numerisch gleich ihrem Radius in Centimetern.

Ebenso würden sich die Kapazitäten zweier Würfel verhalten wie die Kantenlängen, die Kapazitäten zweier geometrisch ähnlicher Ellipsoide wie zwei ähnlich gelegene Durchmesser usw. Wir können deshalb die Kapazität irgend eines Körpers direkt in Centimetern als Einheit angeben; gemeint ist damit natürlich der Radius in Centimetern einer Kugel von gleicher Kapazität wie der betreffende Körper. Diese Bezeichnungsweise ist schon von Cavendish angewandt, der eine Kugel von 1 Zoll Durchmesser zur Einheit nahm.

Zum experimentellen Nachweis des Satzes D, für zwei Kugeln können wir folgende Anordnung benutzen:

Fünfter Versuch: Wir nehmen drei Kugeln $A$, $B$ und $B'$, von denen $B$ und $B'$ gleiche und halb so große Durchmesser haben als $A$. Sei etwa der Durchmesser von $A$ gleich 8 cm, der von $B$ und $B'$ gleich 4 cm. Die Kugeln hängen wir mittels langer Seidenfäden, an deren oberen Enden sich kleine Drahthaken befinden, in etwa 80 cm Abstand an einem horizontalen Stabe (Fig. 164) auf. In mindestens 50 cm Entfernung befindet sich ein Faraday-Zylinder nebst Elektrometer. Wir erteilen $A$ eine Ladung, und verbinden dann $A$ gleichzeitig mit $B$ und $B'$ durch einen *dünnen mit isolierenden* Griffen versehenen Draht $D$. Dann haben jedenfalls $B$ und $B'$ aus Symmetriegründen gleich große Ladung. Wenn wir nun zuerst $B$ und $B'$ zusammen, und nach vorheriger Entladung des Zylinders dann $A$ in diesen eintauchen, so erhalten wir in beiden Fällen denselben Ausschlag. Die Ladungen von $B$ und $B'$ zusammen sind also ebenso groß wie diejenige von $A$, oder die von $B$ oder $B'$ allein halb so groß wie die von $A$, d. h. die Ladungen verhalten sich wie die Radien.

Fig. 164.




Bei sehr genauer Ausführung dieses Versuches muß man auf die nicht ganz zu vermeidenden Verluste während der Messung Rücksicht nehmen. Man kann dies dadurch tun, daß man zuerst $A$ mißt, es aber bei der Messung nicht am Zylinder entladet, sondern ohne Berührung des Zylinders wieder herauszieht, dann $B$ und $B'$ eintaucht, und zum Schluß noch einmal $A$. Macht man die Zeitdifferenzen zwischen den drei natürlich rasch hintereinander auszuführenden Messungen möglichst gleich, so kann man den Ausschlag bei der zweiten Messung mit dem Mittelwert der ersten und dritten

Steht ein geeichtes Elektrometer (§ 71) zur Verfügung, so kann
rsuch auch so ausführen, daß man zwei Kugeln mit beliebigen
d $r_2$ benutzt und das Verhältnis der Ladungen direkt mißt.

noch mit einigen Worten auf die Rolle und den Einfluß des
rahtes eingehen. Auch dieser erhält ja eine gewisse
rung mit dem Leitersystem; durch Eintauchen des Drahtes
Zylinder kann man sich jedoch leicht überzeugen, daß diese
ringer wird, je dünner der Draht ist. Der etwaige störende
Verbindungsdraht auf die Kapazitätsbestimmungen ausüben
t also um so mehr, je dünner er ist.

igen Kapazitätsbetrachtungen wird auch die Bedeutung der
r Erde" klarer. Wir müssen die Erde selbst als einen
iter betrachten, dessen *Dimensionen ungeheuer groß gegen*
s sonst zur Verfügung stehenden Leiter sind. Wenn wir
lierte Kugel von einigen Centimetern Radius durch einen
de verbinden, so teilt sich die Ladung zwischen der Kugel
Verhältnis der Kapazitäten. Wäre die Kugel vom Radius $r$
*eine Strecke entfernt, die groß gegen den Erdradius $R$ ist*),
pazitäten sich verhalten wie $r/R$. Ist $e$ die ursprüngliche
l, $e'$ der nach Verbindung mit der Erde zurückbleibende
die auf die Erde übergegangene Ladung, so wird:

$$(e - e')/e' = R/r \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

$$e'/e = r/(r + R) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Erdradius $R$ über 600 Millionen Centimeter beträgt, so folgt,
g $e'$ nur ein ganz unmeßbarer Bruchteil der ursprünglichen
nn, daß wir also einen mit der Erde verbundenen Leiter
zlich *entladen betrachten können. Dies gilt auch dann*
s statt mit der betrachteten Kugel mit einem Leitersystem
mal größerer Kapazität zu tun hat. Der Umstand, daß in
bstand der Kugel von der Erde klein gegen den Erdradius
Gültigkeit dieses Schlusses nichts, da dadurch die Kapazität
verbundenen Kugel noch verkleinert wird.

**risches Niveau; Kapazitätsmessung durch Ladungs-**
sonderem Interesse ist der Fall, *daß* von zwei miteinander
rn der eine ein Elektrometer ist. Dann folgt aus den
igen Paragraphen, daß der Ausschlag eines Elektrometers,
ngen Draht mit einem geladenen Leiter verbunden wird,
er Stelle des Leiters ist, an welche man den Verbindungs-

der Elektrometerblättchen kann nämlich nur von der Ein-
die einerseits die auf ihm selbst vorhandene Ladung, andererseits
es mit ihm verbundenen Leiters ausübt; letztere Wirkung
g klein machen, wenn wir die Entfernung zwischen dem
lektrometer *genügend vergrößern*. Die etwaige Wirkung
ahtes endlich verschwindet, wenn der Draht nur genügend
bt also nur die Wirkung der Ladung des Elektrometers
der Betrag dieser Ladung hängt nicht von der Lage des

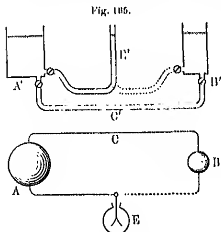
Verbindungsdrahtes ab, sondern nach § 73, Satz A. nur von Größe und Gestalt des Elektrometers selbst und des mit ihm verbundenen Leiters.

Wir befestigen zur experimentellen Prüfung das eine Ende eines dünnen Drahtes am Elektroskop[1]), während wir das andere mittels eines möglichst langen isolierenden Handgriffes an dem geladenen Leiter entlang führen. Dann zeigt sich völlige Konstanz des Elektroskopausschlages auch bei einem beliebig unregelmäßig gestalteten Leiter, wie etwa dem Kolbeschen Kegelkonduktor.

Wenn die Blättchen des Elektroskops rings von einer zur Erde abgeleiteten Hülle umgeben sind, so tritt die im § 66 besprochene „Schirmwirkung" ein, und eine Einwirkung anderer, als der im Innern des Elektroskops vorhandenen Ladungen auf die Blättchenstellung ist ausgeschlossen. Gleichwohl kann sich der Ausschlag bei gegenseitiger Verschiebung des Leiters und des Elektroskops ändern, wenn die Entfernung beider zu gering ist; denn zwischen dem Gehäuse und dem Leiter findet eine Influenzwirkung statt.

Wenn wir nun hintereinander mehrere Leiter mit demselben genügend weit entfernten Elektroskop verbinden und stets bis zur Erreichung desselben Ausschlages laden, so müssen nach Satz B. des vorigen Paragraphen die Leiter untereinander im Gleichgewicht sein. Das in der angegebenen Weise verbundene Elektroskop gibt uns also ein bequemes Mittel zur Entscheidung, ob zwei Leiter miteinander im Gleichgewicht sind oder nicht. Gibt z. B. der Leiter $B$ einen höheren Ausschlag als $A$, so folgt sofort, daß bei Verbindung von $B$ mit $A$ ein Überströmen eines Teiles der Ladung von $B$ nach $A$ erfolgen wird. Wir wollen den Zustand eines Leiters, den wir durch das in angegebener Weise mit ihm verbundene Elektrometer messen, als sein „elektrisches Niveau" oder seine „Spannung" bezeichnen[2]). Die erste Bezeichnung ist in leicht erkenntlicher Weise der Statik der Flüssigkeiten entnommen. In der Tat, vergleichen wir die beiden Leiter $A$ und $B$ mit zwei Gefäßen $A'$ und $B'$, den Verbindungsdraht $C$ mit einer die beiden Gefäße verbindenden dünnen Röhre $C'$ (Fig. 165), das entweder mit $A$ oder mit $B$ verbundene Elektrometer $E$ mit

Fig. 165.




[1]) Es empfiehlt sich, die folgenden Versuche mit einem empfindlichen Aluminiumblattelektroskop auszuführen, da bei Anwendung eines weniger empfindlichen Instrumentes möglicherweise ein genügender Ausschlag erst entsteht, wenn aus dem sehr dünnen Verbindungsdraht bereits eine Ausströmung in die Luft, ähnlich wie aus einer Spitze, erfolgt.

[2]) Wir werden später, nach Entwickelung des Begriffs des „elektrischen Potentials" sehen, daß dieses mit dem hier rein erfahrungsmäßig gefundenen „Niveau" gleichbedeutend ist. Die Bezeichnung „Spannung" ist namentlich in der Technik gebräuchlich. Cavendish (a. a. O.) gebrauchte die Bezeichnung „Elektrisierungsgrad".

ndrohr E', das wir durch einen Schlauch nach Belieben mit anderen Gefäß verbinden können, so ist das Wasser in beiden nn im Gleichgewicht, und es findet kein Überströmen von statt, wenn das Niveau in beiden gleich hoch steht. Dagegen icher Niveauhöhe das Wasser vom höheren zum tieferen

n den Vergleich auch noch weiter auf das Kapazitäts-verhältnis wie leicht zu sehen, dem Volumverhältnis der in beiden Gefäßen veau enthaltenen Flüssigkeiten, bei zylindrischen Gefäßen also der Querschnitte, entspricht. Den beiden miteinander im efindlichen elektrischen Ladungen entsprechen dann die beiden gen. Auch die Gesetze des Wärmegleichgewichts lassen ich heranziehen, wobei sich Temperatur und Niveau, Masse Wärme und Kapazität, Elektrizitäts- und Wärmemenge ent-

eichung der Resultate dieses Paragraphen mit denen des § 71 die elektrischen Zustände zweier Leiter durch zwei dene Messungen vergleichen können:

wir messen die auf den Leitern befindlichen Ladungen raday-Zylinders, oder aber wir vergleichen ihre elektrischen r oben angegebenen Weise. Beide Messungen geben durch- e Ergebnisse, wenn nicht gerade die Kapazitäten beider Leiter sind.

dung auf beiden gleich, so ist das Niveau höher auf dem- kleinere Kapazität hat; ist dagegen das Niveau beider gleich, Leiter von größerer Kapazität auch die größere Ladung.

kann der Vergleich mit den zylindrischen Wassergefäßen zur nen, wenn man folgendes Analogieschema festhält:

| | |
|---|---|
| menge (Ladung) | Wassermenge |
| Niveau | Wasserniveau |
| | Querschnitt |
| Faraday-Zylinder | Messung mit Hohlmaß oder Wage |
| Elektrometer | Messung mit Wasserstandsröhre |
| draht | Verbindungsröhre |
| g der Leiter (bei Abstand). | Horizontale Verschiebung der Gefäße. |

des vorigen Paragraphen, mit Ausnahme des Satzes D. über eit der Kapazität von der Größe bleiben bestehen, wenn man Größen nach obigem Schema durch die entsprechenden hydro zt.

Messung des Niveaus eines Leiters ist noch folgendes zu be

einen geladenen Leiter, dessen Niveau wir bestimmen wollen, ungeladenen Elektrometer verbinden, so erniedrigt sich sein ein Teil seiner Ladung auf das Elektrometer überfließt; wir it dem Elektrometer nicht das ursprüngliche Niveau des Leiters, ige, das er nach der Verbindung mit dem Elektrometer erhielt, h behält, wenn man nach der Messung den zum Elektrometer

führenden Verbindungsdraht wieder entfernt. Das hydrostatische Analogon hierzu besteht darin, daß bei der Verbindung eines Gefäßes mit einem noch leeren Wasserstandsrohr ein Teil des Wassers in dieses einfließen muß, wodurch das Niveau im Gefäß sich ein wenig senkt. Man kann diese Störung beliebig klein machen, wenn man das Wasserstandsrohr nur genügend eng nimmt, also das von ihm aufgenommene Wasservolum möglichst verkleinert. Ebenso wird die Änderung des elektrischen Niveaus eines Leiters beim Anlegen eines Elektrometers um so geringer, je kleiner die Kapazität des Elektrometers im Vergleich zu der des zu untersuchenden Leiters ist[1]).

Messung des Niveaus: In § 73 haben wir das Verhältnis der Kapazität zweier Leiter als das Verhältnis der Ladungen definiert, die auf den Leitern im Gleichgewicht, d. h. also bei gleichem Niveau vorhanden sind. Die Erfahrung zeigt, daß dieses Verhältnis unabhängig von der absoluten Größe der Ladung ist, so lange die Gestalt der Leiter unverändert bleibt. Wenn also zwei Leiter auf gleichem Niveau sind, so bleiben sie es auch, wenn man auf beiden die Ladungen auf ein gleiches Vielfaches erhöht. Wir gelangen deshalb zu einem bequemen Maß für das elektrische Niveau eines Leiters, wenn wir es der Ladung proportional setzen. Da ferner ein Leiter von der Kapazität $K$ einer $K$-mal größeren Ladung bedarf, als ein anderer Leiter von der Kapazität 1, um das gleiche Niveau zu erlangen, so haben wir bei gleicher Ladung das Niveau verschiedener Leiter ihrer Kapazität umgekehrt proportional zu setzen; bezeichnen wir also die Ladung eines Leiters mit $e$, die Kapazität mit $K$, das Niveau mit $\Phi$, und mit $k$ einen noch unbestimmten Faktor, so wird:

$$\Phi = k \cdot e / K.$$

Wir können nun den Faktor $k$ gleich 1 machen, wenn wir festsetzen, daß das Niveau $\Phi = 1$ sein soll, wenn ein Leiter von der Kapazität $K = 1$, z. B. eine Kugel von 1 cm Radius, eine Elektrizitätsmenge $e = 1$ enthält. Dann wird also:

$$\Phi = e / K \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Eine präzise Bedeutung erhält diese Gleichung natürlich erst, wenn wir vorher eine Bestimmung über die Einheit der Elektrizitätsmenge treffen, die wir ja bis jetzt nur in willkürlicher Einheit gemessen haben.

Immerhin können wir schon jetzt ein Elektrometer, wenn auch in willkürlichen Einheiten, für Niveauhöhen eichen:

Da wir das Niveau eines Leiters seiner Ladung proportional gesetzt haben, so könnte es zunächst scheinen, daß jedes in Elektrizitätsmengen geeichte Elektrometer bis auf einen zu bestimmenden Faktor auch für Niveauhöhen geeicht sei, da ja einer $n$ fachen Ladung auch ein $n$ faches Niveau entspreche. Dies ist jedoch nicht immer der Fall, denn beim Elektrometer ändert der geladene Leiter infolge der Bewegung der Blättchen seine Gestalt und damit auch seine Kapazität. Wir werden später (§ 92, Satz E.) einen allgemeinen Satz kennen lernen, der besagt, daß die durch elektrische Kräfte verursachten

[1]) Auch die Messung der Temperatur eines Körpers mittels nachträglich angelegten oder eingetauchten Thermometers zeigt analoges Verhalten. Das Thermometer entzieht dem zu untersuchenden Körper eine seiner eigenen Wärmekapazität proportionale Wärmemenge, so daß die Temperatur etwas erniedrigt wird.

Leiters oder Leitersystems stets mit einer *Vergrößerung*
nden sind. Da nun nach Gleichung (1) einer Kapazitäts-
konstanter Ladung eine *Niveauerniedrigung* entspricht,
Niveau eines Elektrometers etwas langsamer ansteigt als
ferner bei der Ladungseichung (s. § 71) die Verteilung
n Faraday-Zylinder und Elektrometer von dem mit der
en veränderlichen Kapazitätsverhältnis von Elektrometer
gt, so folgt daraus, daß die Ladungseichung nur für den
i der Ladung benutzten Faraday-Zylinder gilt. Dagegen
ner Niveaueichung dem Elektrometer allein eigentümlich
nge man sich auf Relativwerte beschränkt, also den Wert
unbestimmt läßt.

apazitätsänderung eines Elektrometers durch die Blättchen-
ht sehr groß ist, so kann man bei mäßigen Anforderungen
auigkeit die Ladungsskala und die Niveauskala einander
Man kann aber auch die Genauigkeit der Niveaueichung
indem man bei Ausführung einer Ladungseichung nach
-Zylinder so groß wählt, daß die Gesamtkapazität des
die Änderung infolge der Blättchenbewegung ist, oder
n beliebigen Leiter großer Kapazität während der Eichung
verbindet. Andere genaue Mittel zur Herstellung von
nnen erst später angegeben werden.

ktrometer sind schon vom Fabrikanten mit einer Niveauskala
elt ist dann meist *die elektrotechnische Spannungseinheit*,
Beispiele: Braunsches und Kelvinsches Elektrometer
34.) Zur Größenschätzung diene die Angabe, daß 10000 Volt,
ie für im Handel befindliche Elektrometer mit Zeigerablesung,
nge von etwa 2 mm zwischen Kugeln in Luft entsprechen

nte Niveauerniedrigung bei Vergrößerung der Kapazität
iters liefert eine einfache Methode zur Messung von
befestigen an einem Elektrometer, das in Niveauwerten
er Niveauskala versehen ist, einen 20 bis 30 cm langen
ht, so daß sein freies Ende senkrecht nach oben ragt,
rometer auf ein beliebiges Niveau $\Phi_0$. Ist $e$ die auf-
d $K_0$ die unbekannte Elektrometerkapazität, so gilt nach

$$\Phi_0 . K_0 = e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

as freie Ende des Drahtes mit einem an einem Seiden-
elnlenen Leiter von der bekannten Kapazität $K$, wobei
$\Phi$ erniedrigt, und die Kapazität auf $K_0 + K$ anwächst.
selbe geblieben, so ist:

$$\Phi_0 . K_0 = \Phi . (K_0 + K) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$K_0 = \frac{K}{(\Phi_0 / \Phi - 1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Weise die Kapazität $K_0$ des Elektrometers ermittelt, so
ität $K$ irgend eines beliebigen Leiters in derselben Weise

bestimmen; man braucht bloß Gleichung (3) jetzt nach $K$ als unbekannter Größe aufzulösen. Dann erhält man:

$$K = K_0 \cdot (\Phi_0/\Phi - 1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Als Beispiel sei die Bestimmung der Kapazität eines Braunschen Elektrometers angeführt. Das mit einem 20 cm langen und 0,3 mm dicken Draht versehene Elektrometer wurde viermal mit einer Kugel von 4,5 cm Radius, also $K = 4,5$, verglichen, wobei folgende Niveauwerte abgelesen wurden:

| $\Phi_0$ | $\Phi$ | $\Phi_0/\Phi$ |
|---|---|---|
| 2260 | 1500 | 1,51 |
| 1500 | 1010 | 1,49 |
| 1010 | 670 | 1,51 |
| 670 | 450 | 1,49 |
| | Mittel: | 1,50 |

Daraus ergibt sich nach Gleichung (4), da $K = 4,5$:

$$K_0 = \frac{4,5}{1,5 - 1} = 9 \text{ cm}$$

als Kapazität des Elektrometers nebst angehängtem Drahte.

Aus der Konstanz der Werte der dritten Spalte der Tabelle folgt, daß die Kapazität des Braunschen Elektrometers praktisch unabhängig vom Betrage der Ladung ist, obgleich wegen der Zeigerbewegung die Elektrometerkapazität bei höheren Spannungen theoretisch etwas größer sein muß.

§ 75. **Niveaudifferenz.** Im vorigen Paragraphen wurde gezeigt, daß das Gleichgewicht der Elektrizität auf zwei miteinander verbundenen Leitern davon abhängt, ob das Niveau der Leiter gleich oder verschieden ist. Bei gleichem Niveau herrscht Gleichgewicht; besteht dagegen eine „Niveaudifferenz" beider Leiter, so mißt diese gleichsam die Kraft, mit der die Elektrizität von dem einen zum anderen Leiter hinüberströmen will. Die Kenntnis der Niveaudifferenz ist deshalb von großer Wichtigkeit. Man könnte nun zur Messung dieser Größe zunächst so vorgehen, daß man jeden der beiden zu vergleichenden Leiter mit je einem Elektrometer verbindet und die Differenz der Elektrometerausschläge bestimmt, oder aber ein Elektrometer zuerst mit dem einen, dann mit dem anderen Leiter verbindet. Beide Methoden sind prinzipiell richtig, aber unbequem. Die folgenden Versuche werden zeigen, daß man in viel einfacherer Weise zum Ziele gelangen kann, und werden uns gleichzeitig veranlassen, unsere Definition der Kapazität ein wenig zu modifizieren.

Erster Versuch: Wir stellen ein mit leitender Hülle versehenes Elektrometer auf eine isolierende Unterlage (Paraffinplatte) und verbinden den Blättchenträger leitend mit dem Gehäuse. Wenn wir dann dem Ganzen eine Ladung von beliebiger Höhe erteilen, so erhalten wir keinen Ausschlag der Blättchen; dieser Versuch ist zunächst nichts als eine etwas modifizierte Wiederholung des in § 64 beschriebenen und in Fig. 127 abgebildeten Versuchs zum Nachweise, daß auf einem im Inneren einer leitenden Hülle befind-

lichen und
tragenden
Wir k
daß ein Au
Blättchen
Hülle und
Niveau bei
Die Bl
Ladung; gl
kann sich
ohne daß
das Verst

Zweit
eine Paraff
entsteht ein
nung erhält
der Erde v
etwas ander
Griff versel
des Ganzen
Körper von
+E von d
eine negati
daß ein Le
befindet.

Dritt
schlages nu



der beiden
zwei mögli
wie in Fig.
oder annäh
Sodan
aufstellen,
mit der Hül
isolierten T

¹) Fig.
beliebiger K
Gehäuse hat

er Hülle leitend verbundenen — also selbst keine Ladung
der keine Kräfte wirken (§ 64; Satz B.).

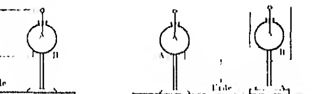
den Versuch jetzt aber auch als Nachweis dafür betrachten,
des Elektroskops nur entsteht, wenn zwischen Hülle und
Niveaudifferenz" besteht; durch die Verbindung von
en ist nämlich bewirkt, daß beide sich stets auf gleichem

n sind, weil mit der Hülle verbunden, nach § 61 ohne
hl haben sie dasselbe Niveau wie die geladene Hülle. Es
unter Umständen das Niveau eines Leiters ändern,
eine Ladung zugeführt wird; dies ist wichtig für
s des Folgenden:

rsuch: Ein Elektroskop mit metallischer Hülle wird auf
o gestellt und der Blättchenträger zur Erde geleitet. Es
hlag, wenn wir die Hülle positiv laden; bei dieser Anord-
die Hülle eine Niveauerhöhung, während das Niveau der mit
denen Blättchen auf Null bleibt. Führen wir den Versuch
indem wir die Blättchen zuerst durch einen mit isoliertem
Draht mit der Hülle verbinden und dann nach Ladung
der Hülle trennen und zur Erde leiten, also mit einem
eren Niveau verbinden, so sehen wir sofort, daß jetzt
angs ungeladenen Blättchen zur Erde abströmt, jene also
dung erhalten müssen. Hier haben wir also den Fall,
ar eine Ladung trägt, aber doch sich auf dem Nullniveau

such: Wir können leicht zeigen, daß die Größe des Aus-
der Niveaudifferenz abhängt, unabhängig davon, welcher

106. Fig. 107.




Blättchen oder Hülle, das Niveau Null hat. Wir nehmen
eiche Elektroskope $A$ und $B$ und verbinden sie zunächst,
rgestellt[1]); Ladung der Blättchen ergibt in beiden gleiche
eiche Ausschläge.

n wir die Schaltung, indem wir das Elektroskop $B$ isoliert
lle von $B$ mit den Blättchen von $A$, die Blättchen von $B$
$A$ und der Erde verbinden (Fig. 107). Laden wir jetzt die
zeigen wiederum beide Elektroskope gleiche Ausschläge.

07 sind ganz schematisch. Die Elektroskope können also ganz
ien sein, nur müssen sie beide gleich sein und metallisches

*Vierter Versuch*: Wir wiederholen den ersten Versuch, richten es aber so ein, daß der Blättchen und Hülle verbindende Draht nach Ladung des Ganzen mittels isolierenden Handgriffs abgehoben werden kann. Führen wir nunmehr der Hülle eine weitere Ladung zu, oder entziehen ihr durch Berühren mit einem Holzstäbchen einen Teil ihrer Ladung, so entsteht kein Ausschlag der Blättchen. Das Niveau der Blättchen ändert sich also von selbst um den gleichen Betrag wie das der umgebenden Hülle, obgleich keine Verbindung zwischen beiden besteht. Diese Tatsache erklärt sich leicht, wenn man bedenkt, daß, wie schon beim ersten Versuch bemerkt, die Blättchen, auch wenn sie mit der Hülle verbunden sind, keine Ladung annehmen, daß also auch durch den Verbindungsdraht keine Elektrizität fließt. Es kann somit nichts ändern, wenn wir ihn entfernen.

Dieser Versuch gelingt nur dann vollkommen, wenn die herausragenden Teile des Blättchenträgers keine zu große Kapazität im Vergleich zu den inneren Teilen haben. Eventuell muß man die Anordnung dadurch verbessern, daß man eine kurze Röhre aus Blech oder Drahtnetz über den Blättchenträger stülpt, die mit der Hülle in leitender Verbindung steht und den Knopf des Blättchenträgers noch um 1 bis 2 cm überragt.

*Fünfter Versuch*: Wir wiederholen den vierten Versuch mit der Abänderung, daß wir jetzt nach vorheriger Entfernung des Verbindungsdrahtes den Blättchen eine der Ladung der Hülle gleich- oder ungleichnamige Ladung zuführen, indem wir den Knopf entweder mit einem geladenen Körper berühren oder aber ihm durch kurze Berührung mit einem Holzstabe ungleichnamige Elektrizität aus der Erde zuführen, bis ein gut ablesbarer Ausschlag entstanden ist. Es besteht nunmehr also eine *Niveaudifferenz* zwischen Hülle und Blättchen; diese Differenz ändert sich ebensowenig, wie im vorigen Versuch die Niveaugleichheit, wenn wir durch Zufuhr von + oder — E zur Hülle deren Niveau ändern, denn die Stellung der Blättchen bleibt dieselbe. Eine Niveauänderung der Hülle bewirkt also eine gleich große Niveauänderung der Blättchen, nicht bloß, wie der vierte Versuch zeigte, bei gleichem Niveau beider, sondern auch, wenn zwischen beiden eine Niveaudifferenz besteht.

Die gefundenen Tatsachen lassen sich ganz allgemein auf ein aus zwei Leitern $A$ und $B$ bestehendes System übertragen, *wenn $B$ von $A$ vollständig umschlossen wird*. Dann gelten die Sätze:

A. *Niveauänderung des äußeren Leiters ruft eine gleichgroße Niveauänderung des inneren Leiters hervor, ganz gleich ob letzterer sich auf gleichem Niveau mit dem äußeren befindet, d. h. ladungsfrei ist, oder eine Niveaudifferenz gegen den äußeren aufweist, d. h. selbst geladen ist.*

B. *Besitzt der innere Leiter bewegliche Teile (Elektrometorblättchen), so entstehen Kräfte auf diese, also eine sichtbare Bewegung, nur dann, wenn eine Niveaudifferenz zwischen $A$ und $B$ vorhanden ist. Die Größe des Ausschlages hängt bloß von der Niveaudifferenz, nicht von den Absolutwerten des Niveaus ab.*

C. *Die Ladung, die man dem inneren Leiter zuführen muß, um ihm eine bestimmte Niveaudifferenz gegen den äußeren zu erteilen, ist unabhängig vom Niveauwert des äußeren.*

leicht zu sehen, eine bloße Umkehrung von A. Er führt
eiterten Auffassung des Begriffes „Kapazität". Hat der
veau $\Phi_A$ und bedarf der Innenleiter einer Ladung $e$, um
auf $\Phi_B$ zu erhöhen, so kann man:

$$K = \frac{e}{\Phi_B - \Phi_A} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

von $B$ gegen $A$" bezeichnen. Ist speziell $\Phi_A = 0$,
g in die Gleichung (1) des § 74 über.

Sätzen A. bis C. niedergelegten Erfahrungen geht ferner
nz willkürlich ist, welches Niveau wir als Null-
n; wir führen ja unsere Versuche im allgemeinen im
Wände eine geschlossene leitende Hülle bilden; es würde
teten Erscheinungen nichts geändert, wenn wir uns die
it auch die Zimmerwände auf ein beliebiges Niveau er-
s dieser Unabhängigkeit folgt aber sofort, daß wir gar
um über das Niveau der Erde selbst etwas zu erfahren.
auf bloßer Konvention, wenn wir das Niveau
Null setzen, ähnlich, wie wir rein konventionell Höhen
Meeresspiegel als Nullniveau beziehen.

n im Freie, die übrigens durch luftelektrische Erschei-
telektrizität") sehr kompliziert werden, geben keinerlei
da das Niveau der Erde von etwaigen Ladungen der
n abhängt, über die wir nichts Bestimmtes wissen.

etrachtungen folgt auch, daß die „Kapazität" eines einzelnen
n keine scharf definierte Größe ist. Gemeint ist immer die
die umgebenden Leiterflächen, also etwa die Zimmerwände.
ungen werden zeigen, daß die Kapazität eines Leiters gegen
deren Lage praktisch unabhängig wird, wenn ihre Entfernung
Dimensionen des Leiters ist. Dies ist der Grund für die oben
e Regel, bei Kapazitätsmessungen alle störenden Leiter weit
er Einfluß der Wände wurde bereits von Cavendish erkannt

**entalgesetz elektrischer Entladungen.** Wir ver-
ne verstellbare Funkenstrecke $F$, d. h. zwei in Kugeln
e isolierte Metallstangen, mit Knopf und Gehäuse eines
eters $E$ (oder irgend eines anderen ähnlichen Instruments
00 Volt reichender Skala) und führen von diesem zwei
fluenzmaschine, von denen die eine aus Draht, die
ünnen Bindfaden besteht. Die sogenannte „Leidener
beiden zu ihr führenden Drähten lassen wir zunächst
altete Bindfaden bewirkt, daß bei vorsichtiger Drehung
ktrizität nur ganz langsam zuströmt, so daß die Elektro-
ig ansteigt und ihre Stellung jederzeit abgelesen werden
e Kugeln der Funkenstrecke in etwa 1 mm Abstand und
is bei $F$ ein Funke überspringt. Beobachten wir die
ometers, so sehen wir seinen Zeiger langsam steigen
es Funkenüberganges plötzlich zurückfallt. Wenn die

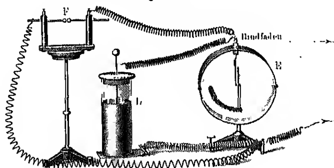
bei späterer Wiederholung und Ergänzung der Versuche

Bewegung langsam genug erfolgte, so daß die Trägheit des Zeigers nicht in Betracht kommt, so gibt seine höchste Stellung das elektrische Niveau der isolierten Kugel im Augenblick des Funkenüberganges an.

Bei mehrmaliger Wiederholung des Versuches finden wir zunächst, daß der Funkenübergang (bei konstantem Abstand der Kugeln) immer bei einem und demselben Niveau erfolgt.

Wenn wir ferner die isolierte Kugel noch mit einem beliebigen anderen isolierten Leiter verbinden, so daß die Kapazität des geladenen Systems sich

Fig. 168.




vergrößert, so wird dadurch das Niveau, bei dem der Funkenübergang erfolgt, nicht verändert. Nur die Helligkeit und das Geräusch des Funkens werden vermehrt.

Vergrößern wir jetzt die Entfernung der Kugeln, so finden wir, daß auch das Niveau, bei dem der Funke übergeht, sich vermehrt. Endlich können wir noch die Gestalt der einander gegenüberstehenden Oberflächen, zwischen denen der Funke übergeht, verändern, indem wir etwa eine der beiden Kugeln durch eine stumpfe Spitze ersetzen. Dann findet bei gleicher Entfernung die Entladung bei merklich niedrigerem Niveau statt und außerdem *hängt* das Niveau jetzt *noch davon ab, ob die Spitze die positive oder negative Seite* der Entladungsstrecke bildet. Die Kapazität dagegen hat auch jetzt keinen Einfluß.

Näheres über den *Einfluß der Form der Leiter in unmittelbarer Nähe* der Funkenstrecke, des Luftdruckes und anderer Umstände findet man im Kapitel „Elektrische Leitung in Gasen".

Für das Folgende ist nur dies von Wichtigkeit:

A. Bei gegebenen Verhältnissen in der Funkenstrecke selbst hängt der Eintritt der Entladung nur von der elektrischen Niveaudifferenz ab[1]).

Aus Satz A. folgt, daß wir zur Isolation einer möglichst großen Elektrizitätsmenge ohne Gefahr eines Funkenüberganges an benachbarte Leiter oder einer Spitzenausströmung in die Luft (genauer: an die Wände des Zimmers) die Kapazität des isolierten Leiters möglichst groß machen

[1]) Diese Tatsache kann in solchen Fällen, wo ein geeichtes Elektrometer nicht zur Verfügung steht, benutzt werden, um aus der Funkenschlagweite das Niveau eines geladenen Leiters mit Hilfe geeigneter Tabellen zu bestimmen (siehe Kapitel „Elektrische Leitung in Gasen").

...er die Kapazität, desto kleiner ist ja bei gleicher Ladung

... dieser Kapazitätsvergrößerung bei einfachen Leitern ... Grenzen gesetzt; denn da die Kapazität annähernd mit ...n der Leiter wächst, so müßten wir, um auch nur eine ...nheiten zu erhalten, bereits eine Kugel von 1 m Radius ...der von ähnlicher Ausdehnung nehmen.

... nächsten Paragraphen ein Mittel kennen lernen, um, ohne ...ßerlichen Dimensionen zu gelangen, die Kapazität eines ...n vermehren.

...ungsapparate: Leidener Flasche, Franklinsche ... Wir verbinden einen beliebigen *isolierten* Leiter mit ...d erteilen ihm eine Ladung. Wenn wir ihm dann ...denen Leiter nähern, so bemerken wir eine Verminde-...*ausschlages*; die Wirkung ist am größten, wenn der ...Erde abgeleitet ist.

...geladenen Systems hat sich also durch die Annäherung ...erniedrigt; da sich aber die Ladung auf dem isolierten ...t haben kann, so muß nach Gleichung (1) in § 74 ...ng die Folge einer Kapazitätsvermehrung sein. Wir ... Resultat:

...ität[1]) eines geladenen Leiters wird durch An-...nderen ungeladenen Leiters stets vermehrt, ...m stärksten, wenn der genäherte Leiter ab-

...s folgt zunächst, daß überhaupt die Kapazität eines ... nur von seiner eigenen Gestalt, sondern auch von der ...*ur wenn alle anderen Leiter sich in großer Entfernung* ... praktisch ihr Einfluß.

... des Vorganges wird leicht aus der schematischen ...t. Der geladene Leiter *A* sei anfangs mit dem Elektro... ..., also auch auf gleichem Niveau. Nähern wir jetzt ...ssor influenziert, ...ndet. Die an-... wirkt aber auf ...ück, indem sie ...die nach *B* hin ...nzieht, die zum ...meter nach *A* ...h wird aber die ...ters und somit





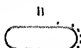



Fig. 188.

...ringert. Daß aber überhaupt Elektrizität vom Elektro...t, beweist, daß das Niveau von *A* sich erniedrigt haben ...nn erst wieder *eintreten, wenn sich durch die Strö*-... des Elektrometers entsprechend erniedrigt hat. Da ... auf *B* eine, wenn auch wegen ihrer größeren Ent-

[1]) ...Kapazität gegen Erde (vgl. § 75 am Schluß).

formung schwächere Gegenwirkung ausübt, so wird der Effekt stärker, wenn die + E durch Ableitung von *B* entfernt ist.

Die Kapazitätsvermehrung wird um so stärker, je dichter man die beiden Leiter aneinander bringt. Deshalb ist es zur Erzielung möglichst großer Kapazität am günstigsten, den isolierten Leiter *A* mit einer ihn in möglichst kleinem, konstantem Abstand umgebenden Hülle zu umschließen, oder aber den beiden Leitern die Form zweier dicht nebeneinander befindlichen parallelen Platten zu geben. Um möglichst große Ladungen aufspeichern zu können, ohne daß zwischen beiden Leitern ein Funken überspringt, bringt man zwischen ihnen noch ein isolierendes Zwischenmittel an, wie Glas, Hartgummi, Glimmer u. a.[1]). Derartige feste Isolatoren werden nämlich erfahrungsgemäß erst bei viel höherem Niveau von einem Funken durchschlagen, als gleichdicke Luftschichten.

Ein solcher Apparat, bestehend aus zwei einander genäherten, durch ein nichtleitendes Medium getrennten Leitern, von denen mindestens der eine isolierbar, der andere ableitbar eingerichtet ist, heißt ein **Ansammlungs- oder Verstärkungsapparat**, in gewissen speziellen Formen auch **Kondensator**, **Leidener Flasche**, **Franklinsche Tafel**.

Die älteste Form ist die der **Leidener Flasche** oder **Kleistschen Flasche**. Der Domherr **Kleist** in Cammin in Pommern wollte im Jahre

Fig. 170.

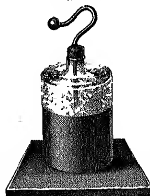


Fig. 171.

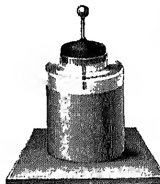
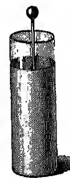


Fig. 172.

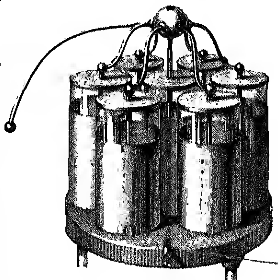


1745 das in einer Glasflasche enthaltene Wasser elektrisieren und ließ zu diesem Zwecke auf einen in das Wasser hineingesteckten Nagel die Funken des Konduktors einer Elektrisiermaschine fallen. Als er nachher, mit der einen Hand die Flasche haltend, mit der anderen den Nagel wegnehmen wollte, erhielt er einen starken elektrischen Schlag. Ein ganz ähnliches Experiment wurde ein Jahr später von **Cunaeus** in Leiden gemacht, woher der Apparat den Namen Leidener Flasche erhalten hat. Erst später erkannte man, daß die haltende Hand einerseits und das Wasser andererseits zweckmäßiger durch zwei metallene Belegungen ersetzt werden konnten. Die Leidener Flasche besteht demnach aus einem Glasgefäße, das außen und innen bis auf mehrere Centimeter vom Rande mit Stanniol beklebt ist; an

[1]) In § 81 wird gezeigt werden, daß das Zwischenmedium auch die Größe der Kapazität beeinflußt.

Belegung tritt bei kleineren Flaschen mit engem Halse und einer gut leitenden Substanz, etwa mit Feilspänen chaum. Der nicht belegte Teil des Glases muß gefirnißt innere Belegung ist mit einem Messingstabe verbunden, fen oder den Deckel des Gefäßes hindurchgeht und in t; innen ist der Stab durch federnde Bügel mit der . Die Fig. 170 bis 172 stellen verschiedene Formen dar, von denen die letzte die zweckmäßigste ist.

zu laden, verbindet man die äußere Belegung mit der , dem *Konduktor* einer Elektrisiermaschine. Man kann die innere Belegung mit der Erde und die äußere mit Maschine man die ellt, adungen an ang- nehmen, mehrere elektri- erbinden. ne ältere, ne Kon- neuere elektri-


Fig. 173.

Entladen benutzt or", der 177 in Formen kann sich hl. aus nen und griff versehenen Draht herstellen. Mit dem einen Ende t man die abgeleitete Belegung und nähert dann unter Berührung das andere Ende dem Knopf der Flasche. bis auf welches die Flasche geladen, springt der Funke ßerer Entfernung über.

er **Leidener Flasche** unterscheidet sich von einem eines einfachen Leiters durch seinen viel lauteren Knall und helles Licht; bereits hieraus erkennt man, daß eine ektrischer Energie bei der Entladung im Spiele ist, als nes einfachen Leiters von mäßiger Größe (siehe weiter

Niveaudifferenz, die zur Entladung durch eine bestimmte forderlich, von der Kapazität gänzlich unabhängig, auch schaltung einer Leidener Flasche ganz bedeutend ver rkennt dies deutlich, wenn man den in § 76, Fig. 168, nach Einschaltung einer Leidener Flasche, wie in der

Figur dargestellt, wiederholt. Der jetzt laut knallende Funke geht bei derselben Niveaudifferenz über, wie ohne Flasche.

Zwischen den Elektrizitätsmengen auf beiden Belegungen einer Leidener Flasche besteht eine höchst einfache Beziehung. Wir können nämlich die

Fig. 174.

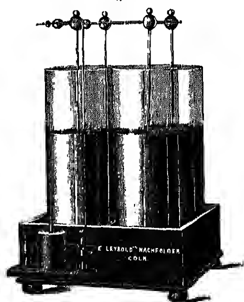



Fig. 175.

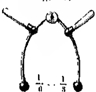


Fig. 176.



Außenbelegung als einen abgeleiteten Faraday-Zylinder betrachten, und die Innenbelegung als den eingetauchten Leiter. Es muß also die auf der Außen-

Fig. 177.



Fig. 178.

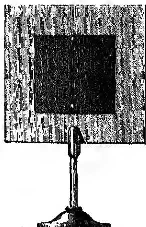
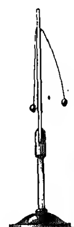


Fig. 179.



belegung vorhandene Influenzelektrizität erster Art genau entgegengesetzt gleich der Ladung der Innenbelegung sein. Nur infolge des Herausragens der Stange und des Knopfes aus der Flasche hat die Innenseite einen kleinen

...he (nach Spies und Ernecke), die so eingerichtet ist, daß man

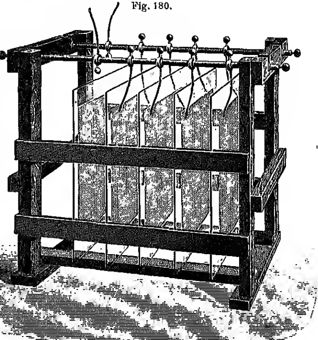


Fig. 180.

... oder Niederklappen federnder Bügel nach Belieben Tafeln ein-...on kann [1].

...stellung der Tafeln dienen möglichst blasenfreie (zur Verhütung ...agens), gefirnißte Glasplatten, die man bis auf einige Centi-...nde beiderseits mit Stanniol beklebt.

...s weniger auf die Durchschlagsfestigkeit gegen sehr hohe Span-...auf möglichst große Kapazität, bei möglichst kleinen Größen-... an, so benutzt man als isolierende Schicht dünne Glimmer-

[1] ...ant: F. Ernecke, Berlin.

platten. Man schichtet dann einfach abwechselnd Stanniol- und Glimmerblätter aufeinander, derart, daß alle geradzahligen Stanniolblätter nach der einen, alle ungeradzahligen nach der anderen Seite überstehen (Fig. 181) und durch Zusammenpressen untereinander verbunden werden können. Zu oberst und unterst kommt eine Glimmerschicht, und dann wird das Ganze möglichst

Fig. 181.



zusammengepreßt in einen Kasten eingebaut, aus dessen Hartgummideckel nur die mit beiden Belegungen verbundenen Zuleitungsklemmen herausragen (Fig. 182[1]). Der zwischen den Klemmen befindliche, mit isolierendem Griff versehene „Stöpsel" dient dazu, um durch leitende Verbindung beider Belegungen den Kondensator zu entladen. Fig. 183 stellt einen „Glimmerkondensator" dar, bei dem die Stanniolblätter einer Seite nicht sämtlich miteinander verbunden sind, sondern immer nur eine gewisse Anzahl gruppenweise zu einem auf dem Deckel befindlichen Messingklötzchen geführt ist;

Fig. 182.

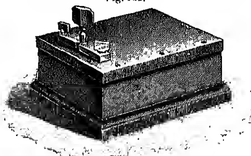


Fig. 183.

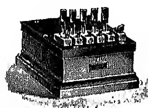
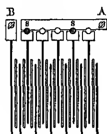


Fig. 184.




durch Einstecken von Stöpseln $s\,s$ (Fig. 184) können dann nach Belieben mehr oder weniger von diesen Gruppen untereinander und mit der Klemmschraube $A$ verbunden werden; die Blätter der anderen Seite dagegen sind sämtlich untereinander und mit der Klemme $B$ verbunden. Man kann also durch Stöpselung die Kapazität eines solchen Kondensators stufenweise verändern. In der schematischen Fig. 184 ist der Einfachheit wegen an Stelle jeder Gruppe immer bloß ein einziges Stanniolblatt gezeichnet.

Der sehr hohe Preis der Glimmerkondensatoren hat dazu geführt, in solchen Fällen, bei denen es auf beste Isolation und genaue Meßbarkeit nicht so sehr ankommt, z. B. bei den im Fuße der Ruhmkorffschen Induktionsapparate (s. Kap. „Induktionsströme") angebrachten Kondensatoren, paraffiniertes Papier als Isolier-

[1]) Siemens u. Halske, Berlin-Westend.



Man schmilzt das Paraffin in einer Wanne von geeig
t die Papierbogen (gutes Schreibpapier) langsam hin-
an einen Bogen auf eine einige Centimeter kleinere
entfernt die unter dem Papier befindlichen Luftblasen
Bügeleisens. Ebenso verfährt man nach jedesmaligem
Blätter Stanniol und Papier. Durch das Bügeln wird
ompakten Körper zusammengeschmolzen.

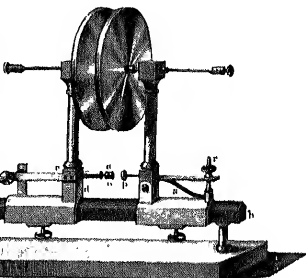


*Fig. 185.*

ßerer leidener Flaschenbatterien werden in der Technik
densatoren" gebaut, die aus einem System paralleler Blech
die in Öl als Zwischenmedium eintauchen. Derartige
en eine geringere Kapazität als die eben beschriebenen,
chschlagsfestigkeit; auch kann ein etwaiger das Öl durch
hohen dauernden Schaden anrichten.

elektrostatischen Messungen haben alle betrachteten
oren den Nachteil, daß sie niemals *ganz* frei von Leit-
außer dem eine weiter unten noch näher zu besprechende
ng, der sogenannte „Rückstand" (siehe § 103), störend
erscheinungen völlig frei sind nur die „Luftkonden-
luft das isolierende Mittel bildet.

en solchen Luftkondensator in einer von R. Kohl-
n Form. Die Platten lassen sich durch zwei Stell-
nau parallel stellen, eine *Anschlagplatte* $p$ und *eine*
ie Platten auf eine vorher eingestellte beliebige Ent-
schieben. Die Kapazität dieses Kondensators läßt sich
Grenzen *stetig* und *meßbar verändern*.

53 (1847). Ein für Vorlesungsversuche ganz brauchbares
s Kohlrauschschen Kondensators zeigt Fig. 211.

Vollkommener wegen seiner viel größeren Kapazität und völliger Abschirmung des isolierten Teiles gegen äußere Influenzwirkungen ist die in

Fig. 186.

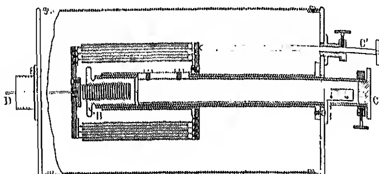



Fig. 187.

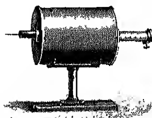


Fig. 188.



Fig. 186 u. 187 abgebildete, von Gerdien[1]) herrührende Konstruktion[2]). Fig. 186 zeigt die innere Einrichtung im Querschnitt. Die „Belegungen“ bestehen aus sieben konzentrischen Metallzylindern, von denen drei durch Bernstein isoliert und mit der Zuführung *D* verbunden sind, während die anderen vier mit dem Gehäuse metallisch verbunden und parallel der Achse verschiebbar sind. Durch Anschläge *C'* und *C''* kann die Verschiebung begrenzt werden, deren Betrag an einer Skala abzulesen ist. Die Kapazität kann von etwa 20 bis 500 cm variiert werden. Der Gerdiensche Kondensator ersetzt also im völlig zusammengeschobenen Zustande in elektrischer Beziehung eine Kugel von 10 m Durchmesser.

[1]) Physik. Zeitschr. 5, 294 (1904).
[2]) Fabrikant: Spindler u. Hoyer in Göttingen.

Zu den I
für spätere V
Kondensator (
oder Elektron
schliffenen
während die a
Innenseite ent

Fig. 18





zogen, die als
Schellackring u
bildet. Die n
bewirkt eine ü
nach dem Abh
nur wenige Ce

Endlich s
legbaren Ko
der Frankli
Leidener Flasc

§ 78. V
und physiolo
stand. I. Ka
legbaren Platt
Versuch über
anderen besom

satoren mit veränderlicher Kapazität gehört auch der
(§ 105) wichtige von A. Volta (1796) angegebene
8). Er wird meist in Verbindung mit einem Elektroskop
hergestellt und besteht aus zwei genau eben ge-
n, von denen eine auf dem Elektroskop befestigt ist,
einen isolierenden Stiel trägt. Die Platten sind an ihrer
ganz mit einer möglichst dünnen Schellackschicht über-

Fig. 190.



Fig. 191.



Fig. 192.



Fig. 193.



die Zwischenschicht dient, oder es ist nur am Rande ein
soll, so daß zum größten Teil Luft das Zwischenmedium
chteile eines Millimeters betragende Zwischenschicht
oße Kapazität bei aufeinandergesetzten Platten, während
r abgeleiteten Platte die Kapazität des isolierten Teiles
beträgt.

die speziell für Demonstrationszwecke dienenden zer-
ren zu erwähnen, von denen in Fig. 188 einer in Form
Tafel, in Fig. 190 bis 193 ein solcher in Form der
bildet ist.

mit Kondensatoren. Thermische, mechanische
Wirkungen. Unvollständige Entladung: Rück-
...messungen: Mit dem in Fig. 189 abgebildeten zer-
nsator läßt sich der im Beginn des § 77 erwähnte
nzitätsänderung eines Leiters durch Annäherung eines
fallend zeigen. Man lade die mit der Glasscheibe be-

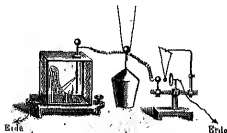
deckte untere Platte, so daß die Pendel stark divergieren, und setze dann die obere Platte isoliert auf; dabei vermindert sich die Divergenz. Leitet man die *aufgesetzte* obere Platte durch Berührung mit dem *Finger* zur Erde ab, so verschwindet die Divergenz fast ganz, hebt man endlich die obere Platte wieder ab, so tritt wieder die ursprüngliche Divergenz auf.

Man hänge den in Fig. 191 abgebildeten inneren Leiter der zerlegbaren Leidener *Flasche an Seidenfäden auf*, verbinde ihn mit einem Kolbeschen oder Braunschen Elektroskop und zähle die Anzahl von Ladungen, die man mit dem Deckel eines schwach erregten Elektrophors zuführen muß, um einen bestimmten Ausschlag zu erzielen. Dann wiederhole man den Versuch mit der *zusammengesetzten* und außen abgeleiteten Leidener Flasche; man findet, daß jetzt eine vielmals größere Zahl von Ladungen nötig ist als vorher. Das Verhältnis beider Zahlen gibt ein ungefähres Maß für die Kapazitätsvergrößerung infolge der Hinzufügung der äußeren Belegung.

In etwas anderer Weise führt B. Kolbe[1] einen entsprechenden Versuch aus:

Er hängt den Innenleiter an Seidenfäden isoliert auf und verbindet ihn durch möglichst lange dünne Drähte mit einem Elektrometer und mit der einen Kugel des *in Fig.* 151 abgebildeten Kolbeschen Pendelapparates, dessen andere Kugel abgeleitet ist. Die aus dem Kolbeschen Buche entnommene Fig. 194 zeigt die Verbindung, doch hat man sich die Teile weiter auseinandergerückt zu denken. Wird das System geladen, so fängt das Pendel an zu schwingen; bei jeder Schwingung nimmt die Pendelkugel einen *ganz* bestimmten Bruchteil der Ladung auf und gibt sie an die abgeleitete Kugel ab.

Fig. 194.




Zählt man also die Zahl der Pendelschwingungen, die nötig sind, damit das Elektrometer von einem willkürlich gewählten Teilstrich bis zu einem anderen sinkt, so gibt die beobachtete Schwingungszahl ein Maß für die Elektrizitätsmenge, die man dem System entziehen mußte, um das Niveau von dem abgelesenen höheren bis zu dem tieferen Wert zu erniedrigen[2]. Wiederholt man dann denselben Versuch mit der zusammengesetzten Leidener Flasche, so findet man eine vielmals größere Anzahl von Pendelschwingungen für das gleiche Elektrometerintervall.

Macht man den Versuch außer mit einer beliebigen Leidener Flasche auch mit einer nicht zu kleinen Kugel, so ergibt die Vergleichung die Kapazität der Flasche in unserer früher festgesetzten Einheit, wenn man die gefundene Verhältniszahl noch mit der Kapazität der Kugel, d. h. mit ihrem Radius in Centimeter, multipliziert.

---

[1] Einf. i. d. Elektr. I, 76.

[2] Man sieht leicht, daß diese Anordnung eine Modifikation der in § 74 beschriebenen Methode der *Ladungsteilung* darstellt, nur daß hier *die Teilung mehrmals* hintereinander vorgenommen wird. Eine ähnliche Methode wurde bereits von Cavendish (1771 bis 1773) angewandt.

o Leidener Flasche von 10 cm Durchmesser und 20 cm
a und 3 mm Glasdicke entlud sich durch etwa 5000 Pendel-
dasselbe Elektrometerintervall, wie eine Kugel von 4 cm
Schwingungen. Die Kapazität der Flasche betrug also
- 1000 cm [1]).

eines Plattenkondensators ist von der Größe und dem
n, sowie von der Natur des isolierenden Zwischenmediums
suchung des letztern Einflusses auf später verschiebend,
en einfachen *Versuch zur Ermittelung der Abhängigkeit*
und beschreiben:

dle eine Platte eines Kohlrauschschen *Luftkondensators*
in Fig. 214 dargestellten improvisierten Modells mit der
it einem Braunschen Elektrometer, und laden auf ein
Wenn wir dann die Entfernung der Platten vergrößern,
u zu, wenn wir die Platten nähern, so nimmt es ab; da
der Verschiebung nicht ändert, so muß die Kapazität
vergrößert, bei Entfernung verkleinert haben. Folgende
*Beobachtungsreihe*, und zwar ist, wie durch die Pfeile
al bei steigendem, einmal bei fallendem Abstande $d$ in
je einer halben Minute beobachtet; nimmt man aus je
rigen $\Phi$-Werten das Mittel, so sind diese Mittelwerte
r Verluste infolge unvollkommener Isolation befreit.

| Φ beobachtet Volt | | Φ Mittel | d/Φ |
|---|---|---|---|
| 1620 ↓ | 1400 ↑ | 1510 | 0,00034 |
| 2000 ↓ | 1820 ↑ | 1910 | 0,00052 |
| 2180 ↓ | 2050 ↑ | 2115 | 0,00071 |
| 2270 ↘ | 2210 ↗ | 2240 | 0,00088 |
| 2320 | | 2320 | 0,00108 |

Abszisse und $d/\Phi$ als Ordinate in einem rechtwinkeligen
af (Fig. 105), so erhält man eine gerade Linie, die die
alb des Nullpunktes schneidet. Daraus folgt, daß die
kondensators dem Abstande $d$ der Platten innerhalb der
Versuches umgekehrt proportional ist.

der oben ausgesprochene Satz richtig, also die Kapa-
tors gleich $a/d$ ist, wo $a$ eine Konstante, so folgt, wenn

der ausgeführte, würde das Zählen der Schwingungen zu
an bestimme dann nur im Anfange und am Ende des Ver
in einer Minute ausgeführten Schwingungen und dehne
mit dem Mittelwerte multipliziert man dann die gesamte
die zur Entladung durch das festgesetzte Skalenintervall

wir mit $K_0$ die unveränderliche Kapazität des Elektrometers und der Zuleitungen und mit $e$ die Ladung bezeichnen, nach Gleichung (1), § 74:

$$K_0 + a/d = e/\Phi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

oder

$$\frac{d}{\Phi} = \frac{a}{e} + \frac{K_0}{e} \cdot d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Dies ist aber die Gleichung einer geraden Linie, die die Ordinatenachse in der Hohe $a/e$ schneidet und mit der Abszissenachse einen Winkel $\alpha$ einschließt, für den

$$tg\,\alpha = K_0/e.$$

Kennt man die Elektrometerkapazität $K_0$, so kann man durch Ladungsteilung (s. § 74) auch $K$ für irgend einen Plattenabstand bestimmen. Führt man derartige Messungen an Kondensatoren von verschiedenem Flächeninhalt aus, so findet man $K$ der Plattenfläche $f$ proportional.

Ist also $k$ ein Proportionalitätsfaktor, so kann man schreiben:

$$K = k \, . \, f/d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

In Worten:

A. Die Kapazität eines Plattenkondensators ist der Oberfläche der Platten direkt, dem Abstande umgekehrt proportional.

Gleichung 3 bzw. Satz A. gelten jedoch nur so lange, als der Abstand der Platten klein gegenüber ihrem Durchmesser ist. So lange diese Bedingung erfüllt ist, gilt die Formel auch für gekrümmte einander parallel verlaufende Flächen, z. B. für Leidener Flaschen aus gleicher Glassorte. Der theoretische Wert des Faktors $k$, seine Abhängigkeit vom Zwischenmedium sowie die Gründe für die nur angenäherte Gültigkeit der Gleichung (3) können erst später (§ 90) betrachtet werden.

Fig. 195.

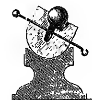
II. Funkenentladungen: Da man bei der Ladung einer Flasche, sei es mittels Elektrophors, sei es mittels Elektrisiermaschine, Arbeit gegen die elektrischen Kräfte hat aufwenden müssen, so stellt die geladene Flasche einen Energievorrat dar, und man muß erwarten, daß diese Energie bei der Entladung wieder zum Vorschein kommt. Dies ist in der Tat der Fall, wie die erheblichen Wirkungen, namentlich die Wärmeerzeugung des Kondensatorfunkens, beweisen.

Die Ausdehnung der Luft oder anderer Gase durch die vom Funken erzeugte Wärme kann mittels zweier von Kinnersley (1761) angegebenen Apparate nachgewiesen werden. Die Kugel des kleinen Mörsers (Fig. 196) wird durch den Druck der erwärmten Luft fortgeschleudert; bei dem zu

rohen Messungen geeigneten Thermometer (Fig. 197) steigt nach jeder Entladung die Flüssigkeit im Seitenrohre.

Auch im metallischen Teile der Entladungsbahn wird Wärme entwickelt: Entladet man eine große Leidener Flasche oder noch besser eine Batterie von solchen durch eine Drahtleitung, die zum Teil aus sehr dünnem Eisendraht besteht, so wird dieser erwärmt, wenn ein schwacher Schlag hindurchgeht; eine stärkere Entladung macht ihn rotglühend, und eine noch stärkere bewirkt, daß er in einzelnen geschmolzenen Kügelchen auseinander fährt, die weithin fortgeschleudert werden.

Fig. 196.



Eine bequeme Anordnung zur Ausführung dieses Versuches zeigt Fig. 198. Der dünne Draht ist zwischen zwei Holtzsche Klemmen $a$ und $b$ eingespannt, von denen die eine ($b$) durch einen dicken Draht mit der äußeren Belegung der Batterie verbunden[1]) ist; die andere ($a$) verbindet man mittels eines Entladers mit dem Knopf der geladenen Batterie.

Ein Streifen Zinnfolie von 5 bis 10 cm Länge und etwa 1 mm Breite wird durch den Entladungsschlag einer Batterie verflüchtigt, der Dampf oxy-

Fig. 197.

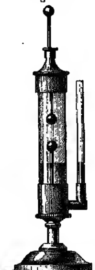
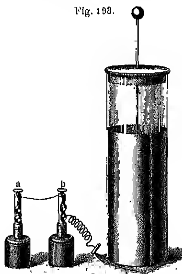


Fig. 198.




diert sich und bildet lange, in der Luft schwebende, Spinnengeweben ähnliche Fäden; bei Benutzung einer einzelnen Flasche wird der Streifen bloß durchgeschmolzen.

Auch andere Metalle werden auf diese Weise erhitzt, glühend gemacht, geschmolzen und oxydiert; wenn man sie aber von gleicher Länge und von gleichem Durchmesser nimmt, so bringt dieselbe Ladung nicht bei allen den-

---

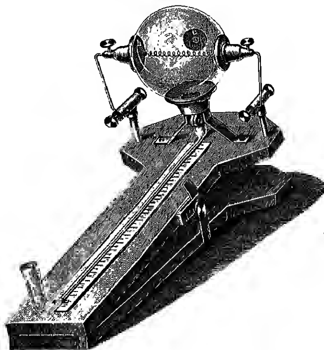
[1]) Bei Benutzung einer einzelnen Flasche stelle man diese auf ein Blech, das man mittels einer geeigneten Klemmschraube mit dem Draht verbindet.

selben Effekt hervor. Platin und Eisen werden bei gleichen Dimensionen weit stärker erwärmt als Gold und Kupfer.

Zur messenden Untersuchung der Erwärmung von Drähten dient das *Riesssche Luftthermometer*[1]) (Fig. 199).

Der im Innern einer Glaskugel befindliche zu erwärmende Draht teilt seine Wärme an die umgebende Luft mit, die durch ihre Ausdehnung die

Fig. 199.



Flüssigkeit in einem geneigten Kapillarrohr verdrängt. Durch Änderung der Neigung kann die Empfindlichkeit in gewissen Grenzen verändert werden. (Über Messungen mit diesem Apparat s. § 92 und 102.)

Von den *mechanischen Wirkungen* der Entladung interessiert vor allem die ja praktisch wichtige Frage der Möglichkeit des Durchschlagens fester Isolatoren. Wenn man einer Leidener Flasche eine allzu hohe Ladung erteilt, so kann es vorkommen, daß das Glas von einem Funken durchschlagen und die Flasche damit unbrauchbar gemacht wird[2]). Da Luftbläschen im Glase das Durchschlagen begünstigen, so benutze man zur Herstellung der Flaschen nur möglichst blasenfreies Glas.

Um das Durchschlagen einer Glasplatte zu zeigen, benutze man die in Fig. 200 dargestellte einfache Anordnung. Auf die Glasplatte von 1 bis 2 mm

---

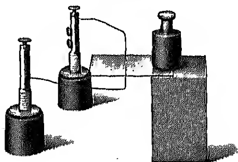
[1]) Pogg. Ann. 40, 385 (1837). Das Riesssche Thermometer ist eine Verbesserung eines von *Snow Harris* im Phil. Trans. 157, 18 (1827) beschriebenen Instrumentes.

[2]) Zahlenmaterial über „elektrische Festigkeit" fester und flüssiger Isolatoren s. Kap. „Elektrische Leitung in Gasen".

bringt man vorher einen Tropfen Stearin [1]), in den man mit einer Nadel is zur Platte reichende Vertiefung einsticht (Fig. 201). Stellt man dann Stelle zwischen die zugespitzten Drahtenden, so geht der Funke genau den Nadelstich.

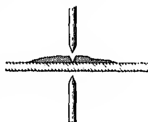
a es für das Durchschlagen nur auf Erreichung einer bestimmten ndifferenz ankommt, so verbinde man die beiden Drahtspitzen einfach n beiden Konduktoren nfluenzmaschine. Will zur Erzielung kräf- r *Wirkung* eine Lei- Flasche einschalten, me man eine solche, ndestens dreimal so st wie die zu durch- ende Platte, damit die Flasche anstatt Platte *durchschlagen*, oder aber man be- ine Kaskadenbatterie Man verbinde bloß e Klemme direkt mit inen Konduktor der ine; die andere verbinde man erst nach genügender Aufladung der *ine durch einen Auslader* mit dem anderen Konduktor.

Fig. 200.



artenblätter (Visitenkarten) werden leicht durchbohrt, wenn man sie n zwischen die einander auf etwa 1 cm genäherten Konduktoren einer nzmaschine hält. Die Ränder des ent- den Loches sind beiderseitig aufgeworfen; Erscheinung kommt vermutlich dadurch de, daß die vom Funken stark erwärmte zwischen den Poren des Kartons, sowie ch bildende Wasserdampf (Karton ist hygroskopisch) durch ihre Ausdehnung ftreibung bewirken [3]).

Fig. 201.



äßt man den Funken durch ein mit r *gefülltes*, fest zugekorktes Röhrchen 202) schlagen, so wird dieses meist zertrümmert. Das Röhrchen wird eingeschaltet, wie in Fig. 198 der dünne Draht.

Fig. 202.



3/4

[1]) Waltenhofen, Wien. Ber. 70. Kiessling und Walter, Ann. der Phys. 570 (1903).

[2]) Über Vorrichtungen zur Durchbohrung dickerer Glasstücke s. Weinhold, Demonstrationen und Lehmann-Frick, Physik. Technik.

[3]) In älteren populären Darstellungen findet man naiverweise manchmal die seitige *Auftreibung* als „*Beweis*" *dafür angegeben*, daß es zwei Elektrizitäten, die in entgegengesetzten Richtungen strömen.

**Physiologische Wirkungen.** Auch dem Gefühl macht sich der größere Energieinhalt der Leidener Flasche gegenüber einem einfachen isolierten Leiter dadurch bemerkbar, daß man eine **heftige Erschütterung**, einen „**elektrischen Schlag**", verspürt, wenn man die Flasche statt durch den Entlader, durch den eigenen Körper entladet, indem man die Flasche in eine Hand nimmt[1] und mit einem Fingerknöchel der anderen Hand den Knopf berührt.

Bei schwächeren Ladungen ist der Schlag nur in den Vorderarmen fühlbar; bei stärkeren fühlt man ihn auch im Oberarm, und wenn die Ladung noch stärker gemacht wird, so bringt der Schlag einen heftigen Schmerz in der Brust hervor. Sehr starke Schläge können gefährlich werden.

Wenn mehrere Personen eine Kette bilden, indem sie einander die Hände geben, und die erste die äußere Belegung der Flasche, die letzte den Knopf anfaßt, so fühlen alle den Schlag auf einmal.

Wären die Personen sämtlich vom Erdboden isoliert, so würden alle einen gleichstarken Schlag erhalten: wenn die Isolierung fehlt, geht ein Teil der Elektrizität durch Nebenleitung in die Erde, und die an den Enden der Kette befindlichen Personen erhalten *einen stärkeren Schlag als die in der Mitte*.

Eine beachtenswerte Entdeckung ist die, daß vom Blitze getroffene Menschen manchmal nur daran zugrunde gehen, daß die den Atmungsprozeß beherrschenden *Nervenpartien zeitweilig gelähmt werden*. Rechtzeitig eingeleitete künstliche Atmung kann hier unter günstigen Umständen lebensrettend wirken.

**III. Unvollständige Entladung; Rückstand.** Wir verbinden eine Leidener Flasche mit einer verschiebbaren Funkenstrecke, deren Kugeln zunächst weit auseinandergezogen sind, und laden. Wenn wir dann die Kugeln langsam zusammenschieben, so erfolgt bei einer gewissen Entfernung eine Funkenentladung. Schieben wir nunmehr die Kugeln weiter zusammen, so erhalten wir bei einer kleineren Entfernung eine zweite Entladung, bei noch weiterer Annäherung eine dritte usw.

Die Entladung der Flasche durch den Funken ist also keine vollständige, sondern der Übergang der Elektrizität durch die Funkenstrecke hört auf, wenn noch ein gewisser Betrag von Ladung in der Flasche vorhanden ist; eine Erklärung und Diskussion dieser Erscheinung kann erst später im Kapitel „Elektrische Leitung in Gasen" erfolgen.

Von der oben erwähnten „**Restladung**", deren Vorzeichen übrigens auch dem der ursprünglichen Ladung entgegengesetzt sein kann, ist eine andere als „**Rückstand**" bezeichnete zu unterscheiden, die auftritt, wenn man eine bereits seit einiger Zeit (meist genügen wenige Minuten) geladene Flasche durch metallische Verbindung ihrer Belegungen zunächst vollständig entladet. Hebt man unmittelbar nach der Entladung die Verbindung auf und überläßt die Flasche einige Zeit sich selbst, so zeigt sie allmählich wieder eine Ladung, die schwächer ist als die ursprüngliche. Eine gerade umgekehrte

[1]) Wer den Versuch zum erstenmal macht, lade die Flasche zunächst nur mäßig und hebe sie beim Anfassen nicht vom Tische ab, um nicht im ersten Schreck über den Schlag die Flasche fallen zu lassen.

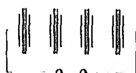
ung beobachtet man beim Laden der Flasche; unmittelbar nach der scheint die Flasche schlecht zu isolieren, indem die Spannung rasch . Nach einiger Zeit jedoch wird die Spannung konstant, soweit rluste durch Oberflächenleitung oder Spitzenausströmung stattfinden. t ganz einfache Theorie der Rückstandsbildung ist nach mancherlei ten Erklärungsversuchen von Maxwell[1]) gegeben worden; der hängt mit der Leitfähigkeit und mit etwaigen Inhomogenitäten rials der Flasche zusammen. Näheres über die Rückstandsbildung 08.

9. **Franklins Kaskadenbatterie.** Bei den in § 77 beschriebenen nstellungen von Leidener Flaschen oder Franklinschen *Tafeln* zu , waren die Verbindungen so ausgeführt, daß immer die gleichartigen *en*, also bei Flaschenbatterien alle inneren einerseits und alle anderorseits, untereinander verbunden waren. Fig. 203 zeigt diese

Fig. 203.



Fig. 204.



allelschaltung" bezeichnete Verbindungsart schematisch. Es be- ch hierbei alle gleichartigen Belegungen auf gleichem Niveau und e Batterie von n-Flaschen oder -Platten verhält sich genau, wie ge Flasche oder Platte mit n-facher Kapazität.

kann aber auch eine Reihe von Kondensatoren in der Weise mit- verbinden, wie in Fig. 204 schematisch, in Fig. 205 und 206 in

Fig. 205.

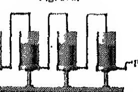
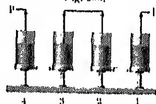



Fig. 206.




führungsformen für Flaschenbatterien gezeigt ist. Die letzten beiden *en* $p$ und $p_1$ *werden* mit *den Konduktoren einer Elektrisiermaschine*, ihnen außerdem meist mit der Erde verbunden; man kann aber auch ischen eine der mittleren Belegungen zur Erde ableiten, wenn die liert sind.

e von B. Franklin angegebene Schaltungsart wird „Reihen"- rien"-, oder „Kaskaden"- oder „Hintereinanderschaltung" Ihre Bedeutung wird klar, wenn wir die Niveau- und Kapazitäts- se näher betrachten.

ektr. u. Magnet. I, § 328 bis 330.

Erster Versuch: Es sei eine Batterie von der Form der Fig. 206 gegeben. $p_1$ sei zur Erde abgeleitet, $p$ geladen. Ein Elektrometer sei auf einer Paraffinplatte isoliert aufgestellt, aber vorläufig noch sein Gehäuse abgeleitet. Wir verbinden *mittels* eines mit *isolierter* Handhabe versehenen dünnen Drahtes nacheinander die innere Belegung der von $p_1$ aus gerechnet ersten, zweiten, dritten, vierten Flasche mit dem Knopf des Elektrometers. Es zeigt sich (wenn die Flaschen alle gleich gut isolieren, wovon man sich vorher überzeuge), daß sich die gemessenen Niveaus wie 1 : 2 : 3 : 4 verhalten, daß also die Niveaudifferenz zwischen den beiden Belegungen jeder Flasche dieselbe ist.

Zur Kontrolle isolieren wir jetzt das Elektrometer und befestigen auch am Gehäuse einen mit isolierendem Handgriff versehenen Draht. Wenn wir jetzt successive Gehäuse und Blättchen mit äußerer und innerer Belegung je einer Flasche verbinden, so erhalten wir an allen den gleichen Ausschlag, also nach § 75 die gleiche Niveaudifferenz.

Zweiter Versuch: Wir trennen die Verbindung zwischen der ersten und zweiten Flasche, verbinden die erste mit einem Elektrometer und zählen die Zahl von Ladungen, die wir ihr mittels eines Elektrophors zuführen müssen, um einen bestimmten Ausschlag des Elektrometers zu erzeugen; dann stellen wir die Verbindungen der Batterie wieder her, verbinden das Elektrometer mit $p$ und $p_1$ und führen die Ladungen bei $p$ zu. Wir finden, daß jetzt eine viermal (bei $n$-Flaschen $n$-mal) kleinere Ladung nötig ist, um denselben *Ausschlag zu erzeugen. Daraus folgt:*

A. Die Kapazität einer aus $n$-Flaschen bestehenden Kaskadenbatterie ist $n$-mal kleiner als die einer einzelnen Flasche.

(Bei *Parallelschaltung dagegen ist die Kapazität $n$-mal größer* als die einer einzelnen Flasche.)

Theoretisch läßt sich Satz A. folgendermaßen ableiten: Wir bezeichnen zur Abkürzung die Innen- und Außenbelegungen der einzelnen Flaschen mit $J_1, J_2 \ldots$ resp. mit $A_1, A_2$ usw. Es sei zunächst $A_1$ abgeleitet und $J_1$ werde eine Ladung $e$ zugeführt, die ein Niveau $\Phi$ auf $J_1$ hervorrufe. Dann muß gleichzeitig nach § 72 aus $A_1$ eine gleich große Ladung $e$ zur Erde fließen, damit $A_1$ das Niveau 0 erhält. Wenn wir aber $A_1$ statt mit der Erde mit $J_2$ verbinden, so wird so lange Elektrizität von $A_1$ nach $J_2$ überfließen, bis beide gleiches Niveau haben. Da nun $J_2$ von dem abgeleiteten $A_2$ umgeben ist, während $A_1$ freisteht, so ist die Kapazität von $J_2$ gegen Erde vielmals größer, als die von $A_1$, es befindet sich also im Gleichgewicht auf $A_1$ nur noch ein ganz geringer Bruchteil der Ladung $e$, während weitaus das meiste nach $J_2$ übergeflossen ist; das Niveau von $J_2$ kann deshalb nur ganz unwesentlich geringer sein, als es sein würde, wenn $e$ sich ganz auf $J_2$ befände; $J_2$ hat also nahezu das Niveau $\Phi$. Dasselbe Niveau hat aber auch $A_1$, und da *die* Niveaudifferenz von $A_1$ und $J_1$ nach § 75 bei Änderung des Niveaus von $A_1$ unverändert bleibt, so hat jetzt durch das Überfließen zwischen $A_1$ und $J_2$ das Niveau von $J_1$ sich um $\Phi$, also auf $2 . \Phi$ gehoben. Dieselbe Betrachtung können wir jetzt wiederholen, *indem wir die Belegung $A_2$ jetzt statt mit der Erde mit $J_3$ verbinden.* Dann fließt wieder die Ladung $e$ aus $A_2$ statt in die Erde, nahezu vollständig in $J_3$ hinein, $J_3$ erhält das Niveau $\Phi$, $J_2$ erhält $2\,\Phi$ und $J_1$ erhält $3\,\Phi$, und ebenso kann man für beliebig viele Flaschen fortfahren. Man sieht aus dieser Betrachtung aber, daß der Satz A. nicht ganz streng gilt, sondern nur angenähert; die Abweichungen sind jedoch praktisch kaum merklich.

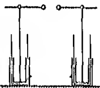
Satz A. könnte nun zunächst die Kaskadenschaltung als ganz zwecklos erscheinen lassen, da man ja eine $n$-mal kleinere Kapazität bequemer und

rch Anwendung nur einer einzigen Flasche von entsprechend Dimensionen erzeugen konnte. Die Kaskadenschaltung ist jedoch Bedeutung, wenn man sehr hohe Spannungen (Niveaudifferenzen) will, bei denen die Gefahr des Durchschlagens einer einzelnen Flasche t. Dann kann man durch Anwendung der Kaskadenschaltung die renz auf mehrere Flaschen verteilen.

nd z. B. die zur Verstärkung der Funken dienenden Leidener n den Influenzmaschinen in Kaskadenschaltung verbunden, und dem Schema der Fig. 207 mit Ableitung der beiden miteinander en Außenbelegungen.

weitere Anwendung der Kaskadenbatterie besteht darin, daß man veaudifferenzen erzeugen kann, die höher sind, als die von der tsquelle selbst gelieferten. Nehmen wir an, eine Vorrichtung zur Erzeugung von Elek-twa eine sehr kleine Influenzmaschine, deren nicht über einen gewissen Betrag $\Phi$ hinaus-en wir nun $n$-Flaschen zuerst in Parallel-zum Niveau $\Phi$ laden und dann die Flaschen nder verbinden, so erhalten wir dadurch das $\Phi$. Fig. 208 zeigt eine von E. Mach ange-richtung zur Ausführung dieser Umschaltung.

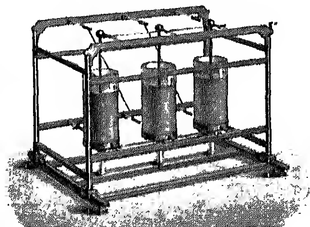
Fig. 207.



n Verbindungsstücke sind auf einem Rahmen, der auf den Schienen et, derart angebracht, daß durch Hin- und Herschieben des Rahmens Schaltungen ausgeführt werden.

ach verband mittels einer solchen Umschaltung 16 Flaschen von er Belegfläche (Gesamtkapazität ungefähr 50000 cm) zu einer

Fig. 208.



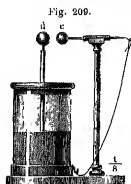
on acht Flaschenpaaren und erhielt damit imposante Effekte. Die e stieg bis auf das 33 fache. Es wurden blitzartige Funken von lagweite erhalten, während die der gewöhnlichen Batterie mehr rmig erscheinen. Vergrößert man den Widerstand durch ein-, mit Wasser gefüllte Kapillarröhren, so nehmen die Funken das ener eines Hahnkarfschen Apparates (s. Kap. „Induktionsströme")

an. Man kann durch größere Widerstände die Entladungsdauer auf 1 bis 2 Sekunden verlängern, wobei der Funken dem Davyschen Lichtbogen ähnlich wird [1]).

Eine ähnliche Vorrichtung aus 100 Franklinschen Tafeln von je 3600 qcm Belegungsfläche und 2,5 mm Dicke hat Th. des Coudres konstruiert [2]). Man erhielt mit ihr Funken von 1 m Länge und blitzartigem Aussehen.

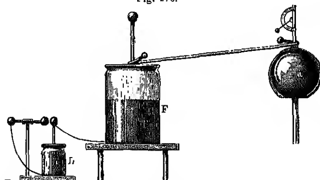
**§ 80. Die Lanesche Maßflasche.** Zur relativen Messung der Ladungen einer größeren Leidener Flasche oder einer Batterie von solchen dient die Lanesche Maßflasche. Sie besteht aus einer kleineren Leidener Flasche, deren Knopf $d$, Fig. 209, in veränderlichem und meßbarem Abstande eine Metallkugel $c$ gegenübersteht, die mit der äußeren Belegung leitend verbunden ist. Wird die Flasche geladen, so tritt, sobald die Niveaudifferenz eine gewisse Höhe erreicht hat, eine Selbstentladung zwischen $d$ und $c$ ein. Die Elektrizitätsmenge, welche bis zum Moment der Entladung in die Flasche geströmt ist, ist jedesmal gleich groß, so lange der Abstand der Kugeln $d$ und $c$ der gleiche bleibt. Nimmt man diese Menge als eine relative Einheit, so kann man mit ihr die Ladung einer größeren Flasche oder Batterie auf folgende Weise messen (Fig. 210):

Fig. 209.




Man isoliert die zu messende Flasche oder Batterie $F$, verbindet ihre Innenbelegung mit dem Konduktor der Maschine, ihre äußere Belegung mit dem Knopfe der Laneschen Flasche $L$, deren äußere Belegung zur Erde resp. zum zweiten Konduktor der Maschine geleitet ist.

Fig. 210.




Ladet man jetzt die innere Belegung von $F$, so fließt eine der zugeführten Ladung gleiche Menge von Influenzelektrizität zweiter Art aus der äußeren Belegung in die Maßflasche, und aus dieser durch die Funkenstrecke jedes-

[1]) Anzeigen der Wien. Akademie 1876, Bd. XV.

[2]) Der im Göttinger elektrotechnischen Institut befindliche Apparat ist nicht öffentlich beschrieben worden.

[m]al zur Erde, wenn die Niveaudifferenz der Maßflasche die geeignete Höhe [e]rreicht hat. Da jedem Funkenübergang eine bestimmte Ladung der Maß[fl]asche entspricht, so gibt die Zahl der Funken ein Maß für die Ladung der [F]lasche $F$. Man mache die Funkenlänge der Maßflasche möglichst klein [(]1 bis 2 mm), da die Messung um so genauer wird, je größer die Zahl der [E]inzelfunken ist.

**§ 81. *Einfluß des Isolators auf die Kapazität; Dielektrizitäts-[k]onstante.*** Wir haben bisher die isolierende Zwischenschicht des Konden[s]ators bloß als Schutz gegen Funkenübergang zwischen den Belegungen [b]etrachtet. Es besteht jedoch auch noch *ein ganz spezifischer Einfluß des* [I]solators auf die Kapazität des Kondensators. Wenn auch gelegentliche [B]eobachtungen in dieser Richtung schon von Autoren des 18. Jahrhunderts [g]emacht wurden (Musschenbroek, Wilke, Cuthbertson, Cavendish[1]), [s]o blieben sie doch unter dem Einfluß der bald darauf durch Coulombs [V]ersuche einen mächtigen Aufschwung nehmenden Fernwirkungstheorie fast [u]nbeachtet, und erst die Messungen Faradays im Jahre 1838[2]) wirkten hier [b]ahnbrechend, insofern sie von Faraday als Beweis für seine Anschauung [g]edeutet wurden, daß die elektrischen Vorgänge ebenso wie die magne[ti]schen keine Fernwirkungen, sondern durch irgend eine Zustandsänderung [i]m Zwischenmedium bedingt seien. Faraday verglich die Kapazität zweier [k]ugelförmiger Kondensatoren von genau gleichen Abmessungen, von denen [ei]ner einer Luft als Isolator hatte, während der andere zur Hälfte mit [ir]gend einem festen oder flüssigen Isolator ausgefüllt werden konnte; die [K]apazität des letzteren erwies sich stets als größer. Wegen der dadurch [n]achgewiesenen Mitwirkung des Zwischenmediums bei dem Zustandekommen [de]r Influenzvorgänge hielt Faraday die Bezeichnung des Mediums als „Iso[la]tor" nicht für gut gewählt, da ja damit nur eine negative Eigenschaft, näm[li]ch das mangelnde Leitvermögen, ausgedrückt sei. Er schlug deshalb den [N]amen „Dielektrikum" vor, wodurch die Eigenschaft als Zwischen[m]edium gekennzeichnet ist. Wir wollen diese Bezeichnung hier adoptieren [u]nd sie überall da gebrauchen, wo der Einfluß des betreffenden Körpers auf [di]e Verteilungs- und Gleichgewichtserscheinungen in Frage kommt. Dagegen [so]ll dort, wo tatsächlich bloß die isolierende Eigenschaft in Betracht kommt, [z.] B. bei isolierenden Stützen, der Name Isolator beibehalten werden.

Faradays Versuche ergaben ausnahmslos, daß die Kapazität eines mit [ei]nem festen oder flüssigen Dielektrikum ausgefüllten Kondensators größer [is]t, als die des Luftkondensators, und daß der Unterschied von der Natur [de]s Dielektrikums abhängt. Bei der Vergleichung verschiedener Gase oder [Ä]nderung des Luftdrucks fand Faraday keinen Unterschied; er wies jedoch [da]rauf hin, daß möglicherweise seine Methode zu ungenau sei, um etwa be[st]ehende kleine Unterschiede nachzuweisen. In der Tat ergab sich später [(]Tab. a. S. 215), daß die verschiedenen Gase nur ganz wenig voneinander [ab]weichen.

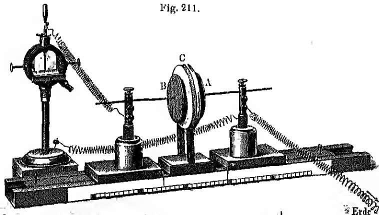
[1]) Letzterer führte bereits einige, wenn auch ziemlich rohe Messungen aus, [de]ren Resultate mit denen späterer Beobachter leidlich übereinstimmen.

[2]) Phil. Trans. Pogg. Ann. 46. Exper. Unters. § 1181 u. ff. (Ostwalds Klassiker, [N]r. 126).

Da die angedeutete erste Versuchsanordnung **Faradays** ziemlich unhandlich und zu Vorlesungsversuchen kaum geeignet ist, so wollen wir zum Nachweis und zur Messung der fraglichen Erscheinung eine andere Anordnung benutzen, die aus einem Plattenkondensator, einem Elektrometer und einigen Platten aus verschiedenen Dielektricis besteht. Der Durchmesser der Kondensatorplatten betrage etwa 10 cm; ihre Entfernung muß in meßbarer Weise veränderlich sein. Fig. 211 zeigt, wie man sich eine derartige Anordnung mit Hilfe zweier **Holtzscher** Fußklemmen und einer einfachen Schiebevorrichtung herstellen kann, die 10 bis 20 mm dicken Platten aus Paraffin, Schwefel, Hartgummi oder Glas werden mittels umgeschlungener Fäden auf Holzfüßen befestigt.

**Erster Versuch:** Wir leiten die Platte $A$ des Kondensators zur Erde und verbinden $B$ mit den Blättchen des Elektrometers, dessen Gehäuse eben-

Fig. 211.




falls zur Erde abgeleitet ist. Nachdem wir $B$ eine geeignete Ladung zugeführt haben, schieben wir eine der dielektrischen Platten zwischen die Kondensatorplatten und finden, daß der Ausschlag des Elektrometers sich vermindert; der Betrag der Änderung hängt sowohl von der Dicke der dielektrischen Schicht, wie von ihrer Beschaffenheit ab, er ist z. B. für eine gut isolierende Flintglasscheibe oder eine Schwefelscheibe größer als für eine gleich dicke Paraffinscheibe.

Entfernen wir die Scheibe wieder, so nimmt der Ausschlag wieder seinen früheren Wert an (vorausgesetzt natürlich, daß alles gut isoliert ist).

Da die Ladung des isolierten Systems unverändert geblieben, die Niveaudifferenz der beiden Platten aber kleiner geworden ist, so folgt aus dem beschriebenen Versuch, mit Rücksicht auf Gleichung (1) in § 74:

A. **Die Kapazität eines Luftkondensators wird durch Einschieben einer dielektrischen Platte vergrößert.**

Vor Fortsetzung unserer Betrachtungen sei auf einige Vorsichtsmaßregeln bei Ausführung der Versuche hingewiesen. Die einzuschiebenden Dielektrika müssen jedesmal vorher sorgfältig von etwaigen Ladungen befreit sein, indem man sie über eine Flamme zieht. Das Einschieben geschehe, um Erregung von Reibungselektrizität zu vermeiden, möglichst ohne die Kondensatorplatten zu berühren. Man beobachte möglichst rasch den zuerst entstehenden Ausschlag; bei längerem Stehen

t das Elektrometer noch etwas weiter, und zwar wie wir nachher sehen werden, lge der *niemals ganz verschwindenden Leitfähigkeit* des *Dielektrikums* bzw. er Oberfläche.

**Zweiter Versuch:** Wir wiederholen den ersten Versuch und verßern nach Einführung des Dielektrikums durch Zurückschieben der Platte lie Entfernung $AB$. Dabei steigt der Ausschlag des Elektrometers wieder l erreicht bei einer gewissen Verschiebung $x$ seinen ursprünglichen Wert.

Diese Verschiebung können wir als Maß für die Einwirkung des Ditrikums betrachten. Ist $d$ die *ursprüngliche Dicke der Luftschicht* schen den Platten, $d'$ die Dicke des Dielektrikums, so hat sich durch Einoben des Dielektrikums die Luftschicht um $d'$ vermindert; durch das einanderschieben dagegen ist sie um $x$ vermehrt, so daß die Abnahme Luftschicht im ganzen $d' - x$ beträgt. Diese verschwundene Luftschicht en wir durch die Schicht $d'$ des Dielektrikums ersetzt, ohne die Kapazität Kondensators zu ändern, denn wenn der das Niveau messende Ausschlag der seinen ursprünglichen Wert hat, so ist wegen der Konstanz der Ladung h die Kapazität wieder dieselbe; die Schicht $d'$ des Dielektrikums ist im Kondensator der Luftschicht $(d' - x)$ völlig äquivalent. Das Vernis beider:

$$\underline{d' / (d' - x) = \varepsilon} \quad \text{. . . . . . . . . . .} \quad (1)$$

en wir als „*Dielektrizitätskonstante*[1]" bezeichnen.

**Beispiel:** Eine 13,5 mm dicke Paraffinplatte erforderte zur Kompenon ihrer Einwirkung eine Verschiebung von 8,0 mm. Also

$$\varepsilon = \frac{13{,}5}{13{,}5 - 8{,}0} = 2{,}5.$$

Bei einer Schwefelplatte von 18 mm Dicke betrug die Verschiebung nm, also

$$\varepsilon = \frac{18}{18 - 14} = 4{,}5.$$

vergleiche die Tabellen auf S. 214.

B. **Die Dielektrizitätskonstante gibt also an, wievielmal ker ein mit dem Dielektrikum ausgefüllter Plattenkondenor sein muß als ein Luftkondensator von gleicher Kapazität l gleichem Flächeninhalt.**

Im Text soll weiterhin für das Wort „Dielektrizitätskonstante" die Abzung „DK." gebraucht werden.

Da wir früher gefunden haben, daß für einen Plattenkondensator, solange Abstand klein gegen den Plattendurchmesser ist[2]), die Kapazität sich Plattenabstand umgekehrt proportional verhält, so kann die oben gene Definition der DK. auch durch die folgende ersetzt werden.

C. **Die Dielektrizitätskonstante mißt das Verhältnis der Kapaten eines mit dem Dielektrikum gefüllten und eines gleich taltoten Luftkondensators.**

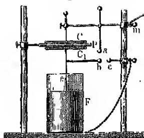
[1]) Der von *Faraday* vorgeschlagene Name „spezifische Induktionskapazität" sich in Deutschland nicht eingebürgert.

[2]) Für rohe Messungen mag als Grenze für den Plattenabstand etwa 1/5 des chmessers angenommen werden.

Definition C ist, weil in ihr nichts über die Gestalt des Kondensators vorausgesetzt wird, allgemeiner als B und soll späteren theoretischen Betrachtungen zugrunde gelegt werden.

Auf Definition C beruht eine namentlich für Demonstrationsversuche sehr bequeme Anordnung von E. Mach [1]), die in Fig. 212 abgebildet ist. Der Plattenkondensator $C C_1$ kann mit verschiedenen dielektrischen Platten $P$ von gleicher Dicke ausgefüllt werden. Mit den Entladerkugeln $a$ und $b$ zusammen bildet er eine Art Lanesche Maßflasche, die bei $m$ mit einer Elektrisiermaschine in Verbindung steht. Durch den Kondensator hindurch ladet man die große Leidener Flasche $F$ bis zum Übergang eines Funkens zwischen $b$ und $c$. Die Zahl der hierzu nötigen Funken zwischen $a$ und $b$ ist, wenn alles bis auf das Dielektrikum unverändert gehalten wird, der DK. von $P$ proportional [2]).

Fig. 212.




Man kann sich leicht überzeugen, daß die als DK. definierte Zahl wirklich eine dem Material des Dielektrikums eigentümliche Konstante ist, daß man also denselben Wert erhält, wenn man einen der oben beschriebenen oder noch besser einen der weiter unten folgenden genaueren Versuche mit verschieden starken Ladungen oder mit verschiedenen Dicken des Dielektrikums oder der Luftschicht ausführt [3]). Man sieht aus Gleichung (1) ohne weiteres, daß die Genauigkeit der Messung am größten wird, wenn das Dielektrikum den Kondensator möglichst ausfüllt, denn je größer $d'$, um so größer muß bei konstantem $\varepsilon$ auch die Verschiebung $x$ werden.

Dritter Versuch: Die bisher beschriebenen Versuchsanordnungen sind nur *zu ganz rohen Bestimmungen geeignet*. *Für genauere Messungen* kommt die Machsche Methode überhaupt nicht, die in Versuch I und II beschriebene nur dann in Betracht, wenn man über genügend dicke Platten verfügt, so daß die Niveauänderung einen erheblichen Bruchteil des ursprünglichen Niveaus beträgt. Viel größere Genauigkeit erhalten wir dagegen durch folgende Methode:

Wir verbinden die Elektrometerblättchen mit der Platte $A$ (Fig. 211), die nur während der Ladungszufuhr zu $B$ zur Erde abgeleitet ist, und dann isoliert wird. Wenn $B$ gut isoliert ist, so bleibt auch nach Aufhebung der Ableitung von $A$ der Elektrometerausschlag dauernd Null [4]).

---

[1]) E. Mach, Die Grundbegriffe der Elektrostatik, Zeitschr. d. elektrotechn. Vereins in Wien 1883.

[2]) Nach jedem einzelnen Versuch sorge man für vollständige Entladung der Flasche $F$ durch metallische Verbindung ihrer Belegungen mittels eines Drahtbügels; sonst kann ev. durch nicht vollständige Entladung der Flasche bei einem folgenden Versuch die Kapazität von $P$ zu klein, oder aber durch „negative Restladungen“ (s. § 78) zu groß erscheinen.

[3]) Natürlich nur innerhalb der bereits mehrfach erwähnten Grenze für den Plattenabstand.

[4]) Ein „Überkriechen“ der Ladung von $B$ auf $A$ längs der Stützen verhindert man durch Ableitung der Füße der Holtzschen Klemmen, am einfachsten, indem man sie auf mit der Erde verbundene Blechstücke stellt. Benutzt man einen fertig gebauten Kondensator mit Glas- oder Hartgummifüßen, so umwickle man die unteren Enden der Füße mit abgeleiteten Stanniolringen.

Wenn wir nunmehr ein Dielektrikum einschieben, so entsteht ein Aus- des Elektrometers, der sich aber durch Verschieben der Platte $A$ um Strecke $x$ wieder beseitigen läßt. Bei dieser „Nullmethode" können ie Genauigkeit durch Anwendung eines möglichst empfindlichen Elektro- rs[1]), sowie durch möglichst hohe Ladung von $B$ beträchtlich steigern, aß selbst ganz geringe Änderungen der Kapazität sich nachweisen lassen. t z. B. Boltzmann diese Anordnung zur Bestimmung der DK. von Gasen, ich nur äußerst wenig von 1 unterscheidet (s. Tab. auf S. 215), benutzt.

Vierter Versuch: Die oben beschriebene Methode läßt sich noch weiter essern durch Benutzung einer bereits im wesentlichen von Faraday gebenen Anordnung, die von ihm als „Differentialinduktometer" be- net wurde[2]) und das Prinzip der meisten neueren oden zur Bestimmung der DK. bildet.

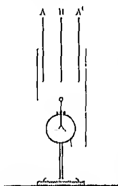


Fig. 213.

Wir stellen die geladene Platte $B$ mitten zwi- zwei Platten $A$ und $A'$ (Fig. 213), von denen ine mit den Blättchen und die andere mit dem use eines isoliert aufgestellten Elektrometers nden ist. Wenn wir jetzt $B$ laden, so darf bei symmetrischer Anordnung der Platten kein hlag des Elektrometers entstehen. Durch ge- Verschiebung der Platte $A$ kann dieser Zu- genauer Kompensation stets erreicht werden. Kompensation wird durch Einführung eines Di- ikums zwischen $A$ und $B$ gestört, und läßt sich Verschiebung von $A$ wieder herstellen. Der il gegenüber der früheren einfachen Anordnung t darin, daß es jetzt gar nicht mehr so sehr auf gute Isolation von $B$ mt, da im Falle vollständiger Kompensation auch eine Ladungsände- von $B$ keinen Ausschlag erzeugen kann.

Man kann deshalb an Stelle statischer Ladungen von $B$ auch rasch wechselnde gen benutzen, wie sie etwa durch einen Induktionsapparat (s. Kap. „Induk- röme") erzeugt werden, wobei man an Stelle des Elektrometers ein Telephon altet[3]); dies ist besonders für die Untersuchung solcher Dielektrika wichtig, ne merkliche Leitfähigkeit besitzen und sich deshalb mittels der bisherigen nungen nicht untersuchen lassen. Da nämlich die Wirkung der Leitung, wie beim ersten Versuch erwähnt, Zeit gebraucht, um bemerkbar zu werden, n man sie durch Anwendung rasch wechselnder Ladungen ausschließlich n. Einen einfachen zu solchen Versuchen geeigneten Apparat hat E. Heim-

[1]) Bei Anwendung eines sehr empfindlichen Elektrometers muß man eventuell während der Einführung des Dielektrikums die Platte $A$ langsam verschieben, en Ausschlag dauernd innerhalb der Grenzen des Meßbereiches zu halten. enutzung von Blättchenelektrometern ist die Empfindlichkeit in der Nähe der unkte sehr gering. Man kann dann so verfahren, daß man nach der Ladung zunächst die Platten etwas auseinanderzieht, so daß ein kleiner Ausschlag ht und dann nach dem Einschieben des Dielektrikums die Plattenverschiebung die wieder denselben Ausschlag erzeugt. Endlich kann man noch die ver- re Plattendicke vergrößern, wenn man gerade umgekehrt verfährt und ngeschobenem Dielektrikum ladet und nun nach Entfernung des Dielektri die Platten zusammenschiebt, bis der Ausschlag wieder der gleiche.

[2]) Exper. Unters. S. 1307 bis 1317, Ostwalds Klassiker Nr. 126.

[3]) Winkelmann, Wied. Ann. 38, 161, 1889; 40, 732, 1890.

seht[1]) konstruiert; für genauere Messungen dient eine von W. Nernst[2]) herrührende Anordnung. Unter Anwendung sehr rascher elektrischer Schwingungen (siehe Kap. „Elektrische Schwingungen") gelang es E. Cohn und L. Arons[3]), sogar die DK. des Wassers, also eines bereits recht gut leitenden Körpers, zu bestimmen, wobei sich der sehr hohe Wert 76 ergab; spätere genauere Messungen ergaben im Mittel etwa 81.

Man kann die Empfindlichkeit der Methode noch verdoppeln, wenn man das Dielektrikum zuerst zwischen $A$ und $B$ einschiebt, dann $B$ ladet und durch Ableitung von $A$ und $A'$ das Elektrometer auf Null bringt. Entfernt man jetzt das Dielektrikum aus $AB$ und schiebt es zwischen $A'$ und $B$ ein, so muß man zur Kompensation des Ausschlages die linke Platte um eine doppelt so große Strecke verschieben wie vorher, so daß:

$$d'/(d'-x/2) = \varepsilon \quad \ldots \ldots \quad (1')$$

Die folgende Tabelle enthält die Werte der DK. für einige bekanntere feste und flüssige Körper[4]):

| Substanz | DK. | Substanz | DK. |
|---|---|---|---|
| Gewöhnliches Glas . . . | 4 bis 7 | Methylalkohol . . . . . | 33 |
| Optische Gläser . . . . . | bis 10 | Äthylalkohol . . . . . . | 26 |
| Glimmer . . . . . . . . | 4 bis 8 | Aceton . . . . . . . . . | 21 |
| Guttapercha . . . . . . | 2,5 | Anilin . . . . . . . . . | 7,2 |
| Hartgummi . . . . . . | 2 bis 3 | Chloroform . . . . . . . | 5,2 |
| Paraffin . . . . . . . . | 2 „ 2,3 | Ricinusöl . . . . . . . | 4,7 |
| Porzellan . . . . . . . | 4 „ 7 | Äthyläther . . . . . . . | 4,4 |
| Schellack . . . . . . . | 2,8 „ 3,7 | Schwefelkohlenstoff . . . | 2,5 |
| Schwefel . . . . . . . . | 3,6 „ 4,6[5]) | Xylol . . . . . . . . . | 2,2 bis 2,6 |
| Eis . . . . . . . . . . . | 1,82 | Toluol . . . . . . . . . | 2,3 |
| Wasser . . . . . . . . | 81 | Benzol . . . . . . . . . | 2,3 |
| Nitrobenzol . . . . . . | 36 | Petroleum . . . . . . . | 2,0 |

In Kristallen, die nicht dem regulären System angehören, ist die DK. ebenso wie alle anderen physikalischen Eigenschaften von der Richtung abhängig. So ist sie z. B. im Kalkspat, je nachdem die Achse senkrecht oder parallel zu den Platten des Kondensators steht, gleich 8 oder gleich 8,5.

Für Kristalle, die nur in kleinen unregelmäßigen Stücken erhältlich sind, hat H. Starke[6]) eine Methode zur Bestimmung der DK. angegeben, die etwa der „Schwimmethode" zur Bestimmung von spezifischen Gewichten analog ist; man stellt sich aus mischbaren Flüssigkeiten von möglichst verschiedener DK. ein Gemenge durch Ausprobieren derart her, daß die Kapazität eines mit diesem Gemenge als Dielektrikum angefüllten Kondensators sich nicht ändert, wenn man den betreffenden Kristall hineinbringt; dann

[1]) Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterricht 16, 21, 1903.
[2]) Zeitschr. f. phys. Chem. 14, 622, 1894.
[3]) Wied. Ann. 33, 24, 1888.
[4]) Zum Teil nach F. Kohlrausch, Lehrbuch d. prakt. Physik, 10. Aufl., zum Teil nach Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Aufl., Bd. IV., woselbst ausführliche Tabellen über alle bisher untersuchten festen, flüssigen und gasförmigen Körper zu finden sind.
[5]) Je nach der Lage der Kristalle im Felde (s. weiter unten).
[6]) Wied. Ann. 60, 629, 1897.

r Kristall dieselbe DK. wie die Flüssigkeit, deren DK. leicht zu
ist.

ine große Reihe verschiedenartigster Kristalle hat neuerdings
hmidt[1]) nach der Starkeschen Methode untersucht und für einige
auffällig große Werte der DK. und große Unterschiede für die ver-
nen Richtungen gefunden. So ergab sich für Rutil:

$$\perp \text{Achse}: \varepsilon = 89; \quad \parallel \text{Achse}: \varepsilon = 173$$

r Pyromorphit:

$$\perp \text{Achse}: \varepsilon = 26; \quad \parallel \text{Achse}: \varepsilon = \text{etwa } 150.$$

uch für Gase und Dämpfe ist die DK. von verschiedenen Beobachtern
nt worden. Die Zahlen weichen so wenig von 1 ab, daß es für unsere
n Angaben über feste und flüssige Körper gleichgültig ist, ob wir als
medium mit der DK. $\varepsilon = 1$ die Luft oder das Vakuum betrachten.
na aber einmal nachgewiesen, daß auch die Gase eine, wenn auch nur
von 1 verschiedene DK. haben, muß streng genommen das Vakuum
rmalmedium betrachtet werden. Folgende Tabelle enthält die DK. für
Gase nach Beobachtungen von L. Boltzmann[2]). Alle Zahlen be-
sich auf Atmosphärendruck und Zimmertemperatur:

| Gas | $\varepsilon$ | $\sqrt{\varepsilon}$ | $n$ |
|---|---|---|---|
| Luft . . . . . . . . . . . | 1,000 590 | 1,000 295 | 1,000 294 |
| Kohlensäure . . . . . . . | 1,000 946 | 1,000 473 | 1,000 449 |
| Wasserstoff . . . . . . . | 1,000 264 | 1,000 132 | 1,000 138 |
| Kohlenoxyd . . . . . . . | 1,000 690 | 1,000 345 | 1,000 340 |
| Stickoxydul . . . . . . . | 1,000 994 | 1,000 497 | 1,000 503 |
| Ölbildendes Gas . . . . | 1,001 312 | 1,000 656 | 1,000 678 |
| Sumpfgas . . . . . . . . | 1,000 944 | 1,000 472 | 1,000 443 |

ätere nach ganz anderer Methode ausgeführte Beobachtungen von
ončič[3]) stimmen mit den Boltzmannschen gut überein, was von
rer Bedeutung in Anbetracht der nicht unerheblichen Schwierigkeiten
bachtung ist.

letzten beiden Spalten der Tabelle enthalten eine merkwürdige von
xwell auf Grund theoretischer Betrachtungen vorausgesagte Be-
:

e Quadratwurzel aus der DK. ist gleich dem optischen
ungsexponenten.

se Beziehung ist von Maxwell für alle Dielektrika vorausgesagt
(s. Kap. „Elektrische Schwingungen"); sie hat sich jedoch für feste
ssige Körper nur in gewissen Fällen als angenähert, für Gase da-
wie die Tabelle zeigt, als sehr genau gültig erwiesen.

besten scheint die Übereinstimmung außer bei Gasen noch bei
mischen Elementen zu sein, wie folgende Tabelle zeigt (nach

[1] nn. der Phys. [4] 9, 919 und 11, 114, 1902 und 1903.
[2] Wien. Ber. 69, 795, 1874. Pogg. Ann. 155, 407, 1875.
[3] Wien. Ber. 91, 1, 1885.

W. Schmidt, a. a. O.). Als Brechungsexponent ist dabei der aus den Dispersionsformeln für $\infty$ lange Wellen extrapolierte Grenzwert angegeben.

| Element | $\varepsilon$ | $n_\infty^2$ | Element | $\varepsilon$ | $n_\infty^2$ |
|---|---|---|---|---|---|
| Schwefel | 3,59 | 3,59 | Selen (amorph) | 6,00 | 6,02 |
| | 3,83 | 3,89 | Jod (flüssig) | 4,00 | ? |
| | 4,62 | 4,00 | Brom (flüssig) | 3,10 | 2,58 |
| Diamant | 5,50 | 5,66 | Chlor (flüssig) | 1,88 | 1,87 |
| Phosphor (gelb) | 3,60 | 4,22 | | | |

Für Dämpfe in der Nähe ihres Kondensationspunktes ergeben sich nicht unbeträchtliche Abweichungen (s. z. B. Klemenčič, a. a. O.).

Geschichtete Dielektrika. Wenn das Dielektrikum eines Kondensators aus einer Anzahl verschiedenartiger Schichten von den Dicken $d_1$, $d_2$, . . . und den DK. $\varepsilon_1$, $\varepsilon_2$ . . . besteht, so ist jede Schicht einer Luftschicht von der Dicke $d/\varepsilon$ äquivalent (Gleichung 1), so daß der Kondensator dieselbe Kapazität hat wie ein Luftkondensator von der Dicke

$$d_0 = d_1/\varepsilon_1 + d_2/\varepsilon_2 + \dots \qquad (2)$$

Die Kapazität des geschichteten Kondensators ist der Größe $d_0$, die wir als die „äquivalente Dicke" des gesamten Dielektrikums bezeichnen wollen, umgekehrt proportional. Besteht ein Teil des Dielektrikums aus Luft, so ist für diese einfach $\varepsilon = 1$ zu setzen.

Man kann diese Gleichung benutzen, um für Flüssigkeiten die DK. nach einer der oben für feste Platten beschriebenen Methoden zu bestimmen, indem man sie in einem planparallelen Glastrog, dessen DK. man vorher besonders bestimmt hat, zwischen die Kondensatorplatten bringt.

Verhalten der Metalle. Bringen wir eine isolierte Metallplatte oder sonst einen beliebigen Leiter oder Halbleiter zwischen die Kondensatorplatten, so entsteht in ganz gleicher Weise wie bei einem Dielektrikum eine Änderung der Elektrometerstellung, die durch eine Verschiebung kompensiert werden kann. Wir finden jedoch, abweichend von dem Verhalten der Dielektrika, daß die Verschiebung für alle Leiter dieselbe ist, und zwar genau gleich der Dicke der Platte. Wir würden also bei Benutzung der Gleichung (1), da jetzt $x = d'$ ist, erhalten $\varepsilon = \infty$.

Die Leiter beeinflussen also die Kapazität eines Kondensators ebenso wie ein Dielektrikum von unendlich großer DK. Wir werden weiter unten sehen, daß diese Beziehung nur eine ganz formale ist, daß wir also nicht etwa annehmen dürfen, daß der Unterschied zwischen der Wirkung eines Leiters und eines Dielektrikums nur in einer Verschiedenheit der DK. bestehe; es bestehen tiefgreifende physikalische Unterschiede, die aber erst später besprochen werden können.

**§ 82. Mossoti-Clausiussche Theorie der Dielektrika.** Das soeben beschriebene Verhalten leitender Körper in Verbindung mit der Gleichung (2) in § 81 für geschichtete Dielektrika genügt zum Verständnis des Grundgedankens einer von Mossoti und unabhängig von diesem später von

Clausius[1]) entwickelten Molekulartheorie der Dielektrika. Denken wir uns zunächst ein Dielektrikum aus abwechselnden Schichten $d_1$, $d_2$ usw. eines Nichtleiters von der DK. = 1 und von Schichten $\delta_1$, $\delta_2$ usw. eines Leiters bestehend. Da die leitenden Schichten sich verhalten, *als besäßen sie* die DK. = ∞, so sind sie Luftschichten von der Dicke Null äquivalent, und die äquivalente Dicke $d_0$ des Dielektrikums ist gleich der Summe der Dicken aller nichtleitenden Schichten, also

$$d_0 = d_1 + d_2 + \cdots \qquad (3)$$

Die wirkliche Dicke des Dielektrikums dagegen ist

$$d' = d_1 + d_2 + \cdots + \delta_1 + \delta_2 + \cdots = d_0 + \delta_0 \qquad (4)$$

Die Kapazität eines mit diesem Medium *gefüllten Kondensators* verhält sich also zu der eines *gleichdicken Luftkondensators* umgekehrt wie die äquivalenten Dicken, so daß wir für die DK. erhalten:

$$\varepsilon = (d_0 + \delta_0)/d_0 = 1 + \delta_0/d_0 \text{ oder } \varepsilon - 1 = \delta_0/d_0 \qquad (5)$$

Der Überschuß der DK. über 1 ist also gleich dem Verhältnis der Dicke aller leitenden zu der aller nichtleitenden Schichten. *Dagegen* ist die Art der Unterteilung, ob dünne oder dicke Schichten, ob alle gleich dick oder verschieden, gänzlich gleichgültig. Clausius zeigt nun durch weitere nicht ganz so einfache Überlegungen, daß man zu einem ähnlichen Resultat gelangt, wenn die leitenden Schichten nicht zusammenhängend sind, sondern aus beliebig verteilten, voneinander getrennten leitenden Körperchen bestehen, nur bedeuten dann die beiden Größen $\delta_0$ und $d_0$ nicht mehr *Schichtdicken*, sondern die relativen Volumina der leitenden und der nichtleitenden Bestandteile. Er gelangt so zu einer Molekulartheorie der Dielektrika, die auf der Annahme beruht, daß die Moleküle des Dielektrikums sich wie leitende Körperchen verhalten, die in eine nichtleitende Umgebung (den Äther) von der DK. 1 *eingebettet* seien. An Stelle der Gleichung (5) tritt schließlich eine etwas andere, deren Form noch *davon* abhängt, welche Annahmen man über die Gestalt der Moleküle macht. *Betrachtet man die Moleküle als* Kugeln, so erhält man die „Mossotti-Clausiussche Gleichung":

$$(\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2) = \delta_0/d_0 \qquad (6)$$

Es sei bereits hier bemerkt, daß die Molekulartheorie der Dielektrika in der hier *angedeuteten Form* jetzt nicht mehr als den Tatsachen entsprechend angesehen wird, sondern daß man an Stelle der leitenden *Moleküle* sich *jetzt* jedes Molekül mit bestimmten unveränderlichen Mengen von gleichviel positiver und negativer Elektrizität besetzt denkt. Jedes Molekül stellt dann ein „elektrisches Polpaar" mit einem bestimmten „elektrischen Moment" dar, ganz ähnlich wie man sich in der Molekulartheorie des Magnetismus (s. § 45) die Eisenmoleküle als magnetische Polpaare vorstellt. Diese Polpaare sollen sich unter dem Einfluß *elektrischer Kräfte* ein wenig drehen oder den Abstand ihrer Ladungen verändern können. Da die Wirkung schließlich ebenso wie bei der Annahme leitender Moleküle in einer Verschiebung von $+E$ in der einen und von $-E$ in der entgegengesetzten Richtung in jedem einzelnen Molekül besteht, so ist einleuchtend, daß beide Anschauungen zu ganz über-

[1]) Mechan. Wärmetheorie, Bd. II, 1879.

einstimmenden Resultaten führen. Über die Analogie der Vorgänge in Dielektricis mit denen in paramagnetischen Körpern wird weiter unten noch ausführlicher die Rede sein. Hier sei nur ein naheliegender Einwand widerlegt:

*Man* könnte nach Analogie vermuten, daß auch die Dielektrika eine Art elektrische Sättigung zeigen müßten, wovon in Wirklichkeit auch nicht die geringste Andeutung beobachtet wird. Der Widerspruch erklärt sich leicht aus der viel geringeren Intensität der praktisch erzeugbaren elektrischen Felder. Eine eigentümliche Bestätigung erhält die molekulare Anschauung auch durch die im folgenden Paragraphen besprochenen Erscheinungen.

Eine mathematische Diskussion der Molekularanschauung führt ebenfalls zu der Gleichung (6), nur daß jetzt die Größe $\delta_0$ nicht mehr das Volum der Moleküle bedeutet, sondern mit der Drehbarkeit oder Dehnbarkeit der Polpaare zusammenhängt.

Dagegen bedeutet $d_0$ nach wie vor das gesamte Volum des Dielektrikums. Beziehen wir sowohl $\delta_0$ wie $d_0$ auf die Masseneinheit, so daß die Dichte des Dielektrikums $s = 1/d_0$, so erhalten wir:

$$(\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2) . 1/s = \delta_0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

worin $\delta_0$ eine nur von den Eigenschaften der Moleküle abhängige Größe.

Nehmen wir nun an, daß sich bei Dichteänderungen durch Kompression die Eigenschaften der Moleküle nicht ändern, daß also $\delta_0$ konstant bleibt, so folgt, daß der links in Gleichung (7) stehende Ausdruck bei Dichteänderung durch Kompression konstant bleiben muß.

Messende Versuche haben bei Vergleichung von Flüssigkeiten mit ihren Dämpfen bei gleicher Temperatur wenigstens annähernde Übereinstimmung ergeben [1]). Bei festen Körpern ist die mögliche Volumänderung zu gering, um eine Prüfung der Formel zu ermöglichen. Bei Gasen, deren DK. nur sehr wenig von 1 abweicht, geht sie über in:

$$(\varepsilon - 1)\ s = const. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

oder bei *konstanter* Temperatur

$$(\varepsilon - 1)/p = const. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

wobei $p$ der Druck des Gases.

Gleichung (9) wird durch alle vorliegenden Beobachtungen bestätigt.

Über die Abhängigkeit der DK. von der Temperatur liegen u. a. Untersuchungen von Bädeker [2]) für Gase, und von Tangl [3]) für Flüssigkeiten vor. In beiden Fällen reicht die Mossoti-Clausiussche Gleichung nicht zur Darstellung der Resultate aus. Bei Flüssigkeiten zeigt sich ein starker Abfall der DK. in der Nähe der kritischen Temperatur.

**§ 83. Elektrizitätsentwickelung in Kristallen durch Änderungen von Temperatur und Druck.** Im Jahre 1707 berichtete der sächsische Stabsmedikus Daumius in dem Buche „Kuriose Spekulationen bei schlaflosen Nächten" über die Beobachtung, daß erhitzter Turmalin eine Anziehung auf Aschenteile ausübe. Aepinus erkannte 1756, daß man es dabei mit elektrischen Kräften zu tun habe, und daß die beiden Enden des Kristalles

---

1) P. Lebedew, Wied. Ann. 44, 304, 1891.
2) Zeitschr. f. phys. Chem. 36, 305, 1901.
3) Ann. der Phys. (4) 10, 748, 1903.

ngesetzte Pole haben, deren Orientierung von der Kristallstruktur ab- sei. Er beobachtete entgegengesetzte Elektrisierung in der Wärme der Kälte. Canton wies 1758 nach, daß nicht der warme Zustand, die Änderung der Temperatur die elektrischen Erscheinungen her- (siehe jedoch weiter unten die Versuche von E. Riecke), daß der- ol bei steigender und sinkender Temperatur entgegengesetzte Ladung e; er zeigte, daß ein zerschnittener Kristall wie ein ge- Magnet wiederum beide entgegengesetzten Pole besitze. eckte endlich, daß auch der brasilianische Topas diese Eigenschaften Diese Entdeckungen wurden von Hauy, Brewster, Köhler, Riess, e u. a. auf andere Kristalle ausgedehnt und erweitert. Von Brewster für diese Erscheinung die Bezeichnung Pyroelektrizität [von pyr sch) — Feuer] eingeführt.

züglich der Resultate der älteren Untersuchungen einzelner Kristalle en wir auf die Zusammenstellung der Arbeiten von Hankel, l u. a. in Wiedemanns Lehre von der Elektrizität[1]). Gaugain[2]) e durch seine Versuche an Turmalinkristallen zu folgenden Sätzen:

Wenn man eine beliebige Anzahl von Turmalinen zu einer Batterie vereinigt, indem man ihre gleichnamigen Pole mit einem Kupferdraht umschließt, so ist die von ihnen gelieferte Elektrizitätsmenge gleich der Summe derjenigen, welche von den einzelnen Turmalinen unter denselben Umständen erzeugt worden wäre.

Wenn man eine Reihe von Turmalinen mit gleichem Querschnitt hintereinander schaltet, indem man die ungleichnamigen Pole durch Kupferdrähte verbindet, so ist die von der Säule gelieferte Elektrizitätsmenge nicht größer, als die von einem einzelnen erregte.

Die von einem Turmalin entwickelte Elektrizitätsmenge ist proportional seinem Querschnitte und unabhängig von seiner Länge.

Die Elektrizitätsmenge, welche ein Turmalin entwickelt, wenn seine Temperatur um eine gewisse Anzahl von Graden sinkt, ist unabhängig von der dazu erforderlichen Zeit.

Bei einer Temperaturerhöhung wird ebensoviel Elektrizität entwickelt, wie bei einer gleich großen Temperaturerniedrigung.

n neueren Untersuchungen von E. Riecke[3]) ergaben, daß man die ungen am einfachsten auf Grund einer von W. Thomson[4]) (Lord ) entwickelten Theorie der Pyroelektrizität erklären kann.

omson nimmt an, daß die Molekeln des Turmalins eine permanente sche Polarisation in der Richtung der Säulenachse besitzen. Man h also einen Turmalin analog konstituiert vorstellen, wie einen Magnet- n Stelle der Molekularmagnete mit Nord- und Südpol treten Molekeln tivem und negativem Pole, und zwar liegen diese „molekularen Polpaare" e bei einem gewöhnlichen (isotropen) Dielektrikum in beliebigen Rich- durcheinander, sondern entsprechend der regelmäßigen Struktur der

. Aufl., Bd. II, S. 378 bis 390.
ompt. rend. 42, 1264, 1856; 43, 918 u. 1122, 1856; 44, 628, 1857.
Wied. Ann. 28, 43, 1886.
Phil. Mag. [5] 5, 24, 1878.

Kristalle alle einander parallel. Ein Turmalinkristall ist also als ein „permanent elektrischer Körper" anzusehen, der diese Eigenschaft aber nicht, wie ein permanenter Magnet, erst durch besondere Manipulationen erhalten hat, sondern sie vermöge seiner Kristallstruktur von selbst besitzt. Während sich innerhalb des Turmalins die entgegengesetzten Fernwirkungen aufheben, kommt es gegen die Enden hin zu einer resultierenden, so daß dort, analog wie beim Magnet, Wirkungen auftreten, als ob daselbst eine freie elektrische Oberflächenschicht vorhanden wäre. Die Stärke der so entstandenen Polarität ist eine Funktion der Temperatur, ändert sich also beim Erhitzen und beim Abkühlen. Da nun aber die Oberfläche unter gewöhnlichen Umständen etwas leitend ist, so sammelt sich alsbald auf der Oberfläche der Pole eine elektrische Schicht, welche der von der molekularen Elektrizität herrührenden Ladung gerade entgegengesetzt ist und diese für gewöhnlich kompensiert. Erhitzt man den Kristall oder kühlt ihn ab, so ändert die molekulare elektrische Wirkung ihre Größe, die Kompensation durch die Oberflächenschicht wird zeitweilig gestört, der Kristall erscheint daher elektrisch. Bleibt die neue Temperatur längere Zeit konstant, so erlangt die Oberflächenschicht durch Leitung allmählich wieder die zur Kompensation nötige Ladung. Läßt man daher einen Turmalin längere Zeit in einem Heizraume von konstanter Temperatur, so zeigt er sich unmittelbar nach dem Herausnehmen nicht elektrisch, er wird es aber, während er sich abkühlt, weil die Änderung der molekularen Elektrisierung der Änderung der oberflächlichen Ladung voraneilt. Hat die Abkühlung aufgehört und bleibt die niedrige Temperatur konstant, so holt die Änderung der oberflächlichen Ladung jene der molekularen endlich ein, die Kompensation der elektrischen Wirkungen nach außen wird wieder hergestellt, der Kristall erscheint daher nicht mehr elektrisch. Dadurch erklären sich die eingangs erwähnten Resultate Cantons. Diese Theorie erhielt eine direkte Bestätigung durch den von E. Riecke erbrachten Nachweis[1]), daß der erhitzte Turmalin nach dem Abkühlen bei konstanter Temperatur längere Zeit nahezu permanent elektrisch erhalten werden kann, wenn man die Bildung der kompensierenden Oberflächenladung verhindert. Dies erreicht man, indem man den erhitzten Turmalin an einem Kokonfaden innerhalb der Glocke einer Luftpumpe aufhängt, deren Luft gut getrocknet, von Staub befreit und etwas verdünnt worden ist. An einem unter derselben Glocke aufgestellten Goldblattelektroskop, dessen Knopf einem der Turmalinpole nahe stand, konnte Riecke die permanente Ladung nachweisen, die manchmal tagelang konstant blieb.

Ebenso wie den Turmalin hätte man sich nach Thomson und Riecke auch die Moleküle der anderen pyroelektrisch erregbaren Kristalle als mehr oder weniger komplizierte Polsysteme vorzustellen, deren Anordnung in engem Zusammenhang mit den kristallographischen Symmetrieverhältnissen steht. W. Voigt[2]) wies die permanente Polarität dadurch nach, daß er einen Turmalinkristall zerbrach; die Bruchflächen zeigten sich entgegengesetzt elektrisch. Außer solchen Kristallen, die wie Turmalin bei gleichmäßiger Erwärmung ihrer ganzen Masse elektrisch werden, gibt es andere, die nur

---

[1]) Wied. Ann. 31, 889, 1887.
[2]) Wied. Ann. 60, 368, 1897.

urch ungleichmäßige Erwärmung erregt werden. Zu dieser Klasse ge-
ört u. a. der Quarz.

Eine aus einem Quarz (Bergkristall) senkrecht zur Hauptachse ge-
hnittene Platte erhält, wenn man sie mit der Mitte auf eine erwärmte
etallspitze aufsetzt, eine *elektrische Erregung, die aus sechs, abwechselnd*
ositiven und negativen Sektoren besteht.

Zur experimentellen Untersuchung des pyroelektrischen und des so-
eich zu besprechenden *piezoelektrischen* Verhaltens der Kristalle hat
. Kundt [1]) ein einfaches Verfahren angegeben. Man bestäubt die Kristalle
urch ein engmaschiges Baumwollensieb mit dem in § 53 erwähnten Gemisch
n Schwefel- und *Mennigpulver*. Da hierbei der Schwefel negativ, die
ennige positiv elektrisch wird, so färben sich die positiv elektrischen Stellen
urch den anhängenden Schwefel gelb, die negativen Stellen durch die
*ennige rot*.

Auch durch Druck können Kristalle elektrisch werden, wie zuerst von
und P. Curie [2]) beobachtet wurde. Die bei Kompression eines Turmalins
Richtung seiner Achse entstehende sogenannte „Piezoelektrizität" [von
ězein (griech.) = drücken] hat das gleiche Vorzeichen wie die bei Abküh-
ng entstehende Thermoelektrizität; da im ersten Fall durch die mechanische
ompression, im zweiten durch die Zusammenziehung bei der Abkühlung
e Länge des Kristalls sich vermindert, so kann man versuchen, den elek
schen Zustand des Kristalls als bloß von seinen Dimensionen abhängig
betrachten, und so Piezo- und Pyroelektrizität auf eine gemeinsame Ur
che, nämlich die Dimensionsänderung, oder molekulartheoretisch gesprochen,
e *Lageänderung* der Moleküle, zurückzuführen. W. Voigt [3]) hat diese
nnahme auf Grund der von E. Riecke und W. Voigt [4]) früher aus-
führten Messungen an Turmalin geprüft. Die Verfasser hatten folgende
blen erhalten:

1. Die Erwärmung eines Turmalins um 1° erzeugt eine Elektrizitäts
nge von 1,22 elektrostatischen Einheiten (s. weiter unten § 851 pro Quadrat-
ntimeter Querschnitt.

2. Ein Druck von 1 Dyne pro Quadratcentimeter erzeugt 6,77 Einheiten
o Quadratcentimeter Querschnitt.

Kennt man die Koeffizienten der Wärmeausdehnung sowie der elastischen
sammendrückbarkeit des Turmalins, so kann man berechnen, ob in beiden
llen gleichen Längenänderungen gleiche Erregungen entsprechen. Es ergibt
h, daß etwa ⅚ der pyroelektrischen Erregung durch die Längenänderung
klärt werden; das übrige Sechstel stellt also einen reinen Temperatureinfluß
r, der vielleicht die Beschaffenheit der Moleküle selbst ändert.

Der Pyro- und Piezoelektrizität *entsprechen zwei reziproke Phänomene*,
mlich Erwärmung und Ausdehnung oder Abkühlung und Zusammenziehung
s Kristalls durch elektrische Influenzierung in der einen oder anderen
chtung. Die *Temperaturänderung durch elektrische Erregung ist auf*
und allgemeiner thermodynamischer Betrachtungen zuerst von W. Thom
.

[1]) Berliner Akad. Ber. III, 421, 1883.
[2]) Compt. rend. 91, 294 u. 383, 1880, 92, 186, 1881, 93, 204, 1881.
[3]) Wied. Ann. 66, 1030, 1898.
[4]) Wied. Ann. 45, 523, 1892.

son[1]) vorausgesagt und von R. Straubel[2]) experimentell worden. Die Längenänderung haben G. Lippmann[3]) und F. Pockels[4]) theoretisch behandelt; der experimentelle Nach durch J. und P. Curie[5]).

Eine vollständige Zusammenstellung der pyro- und pie Erscheinungen hat F. Pockels in Winkelmanns Handb. d. Ph Bd. IV, gegeben.

---

[1]) Math. phys. papers 1, 316, 1877.
[2]) Gött. Nachr. 1902, Heft 2.
[3]) Journ. de phys. [1] 10, 391, 1881.
[4]) IV. Jahrb. f. Mineral., Beil., 7, 224, 1890.
[5]) Compt. rend. 93, 1137, 1881. Journ. de phys. [2] 8, 149, 1.

## Viertes Kapitel.

# Theorie des elektrischen Feldes.

, **Coulombsches Gesetz.** Die bisherigen Beobachtungen über
schen Erscheinungen waren im wesentlichen qualitativer Art; nur
spezielle Fälle haben wir zahlenmäßige Gesetze gefunden.
haben nunmehr nach den *allgemeinen Gesetzen* zu suchen, aus
früheren Spezialgesetze hervorgehen. Dabei sind, ebenso wie bei
dgesetzen des Magnetismus, zwei wesentlich verschiedene Wege

oder wir betrachten vom Standpunkt der Fernwirkungstheorie aus
hteten Kräfte als Wirkungen, die die tatsächlich als imponderable
handen gedachten „Elektrizitätsmengen“ in die Ferne aufeinander
oder aber wir betrachten die beobachteten Kräfte und ihre Ver
Raume, d. h. das „elektrische Feld“ als das einzig Gegebene
n dementsprechend bloß nach den Gesetzen der räumlichen Ver
eses Feldes. Der Begriff „Elektrizitätsmengen“ bedeutet dann
Abkürzung für ganz bestimmte meßbare Wirkungen, wie bereits in
itert.

e Betrachtungsweisen sind im ganzen Bereich der Elektro
gleicher Weise geeignet, ein richtiges Bild der Er
gen zu geben; welche Anschauung zweckmäßiger ist, hängt von
igen Umständen ab. Wir wollen je nach Bedarf beide Vorstellungen
und an besonders geeigneten Beispielen ihre völlige Gleich
ng für die elektrostatischen Erscheinungen nachweisen.

chst sei zur Erklärung der ältesten historischen Versuche der
t der Fernwirkung eingenommen. Das Dielektrikum sei, so lange
eres gesagt, die Luft (genauer: das Vakuum).

omb versuchte als erster im Jahre 1785 durch direkte Beob.
ein Gesetz zu ermitteln, das die gegenseitige Einwirkung zweier
geladener Körper darstellt.

t man an, daß die beobachtete Gesamtwirkung der Ladungen e
ier Leiter (Fig. 214) sich als Resultante der Einzelwirkungen der
, die sämtliche auf den einzelnen Oberflächenteilen $\delta o$ und $\delta o'$ der
ndlichen Teilladungen $\delta e$ und $\delta e'$ aufeinander ausüben, und daß alle
kungen sowohl vom Betrage der Ladungen, als auch von ihren
gen Entfernungen $r$ in noch zu bestimmender Weise abhängen,
nn ein experimentell auffindbares einfaches Gesetz nur dann er
rden, wenn man zunächst die Entfernung der beiden Leiter groß

gegen ihre eigenen Dimensionen wählt, und außerdem den Leitern eine solche Gestalt gibt, daß die Ladungen möglichst gleichmäßig über ihre Oberfläche verteilt sind. Beide Bedingungen sind erfüllt, wenn man als Leiter zwei Kugeln nimmt, deren Durchmesser klein gegen ihre Entfernungen sind. Dann wird man zunächst annehmen können, daß trotz der gegen-

Fig. 214.

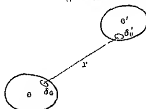
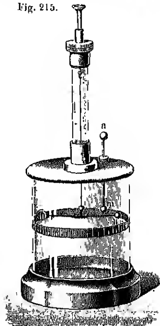



Fig. 215.




seitigen Influenz der Kugeln die Ladungen doch noch annähernd gleichmäßig verteilt sind, und daß man in erster Annäherung an Stelle der von Punkt zu Punkt variierenden Entfernungen die Entfernung der Kugelmittelpunkte als mittleren Entfernungswert einsetzen kann; außerdem kann man dann, da die einzelnen Verbindungslinien $r$ annähernd parallel laufen, an Stelle der Resultante die algebraische Summe der Einzelkräfte setzen.

Coulomb konstruierte für seine Versuche die sogenannte „Drehwage". Eine einfache Ausführungsform dieses Instrumentes zeigt Fig. 215. Von den beiden geladenen Kugeln $m$ und $n$ ist die eine ($m$) an einem isolierenden Stabe befestigt, mittels dessen sie durch ein Loch im Deckel des Apparates eingeführt werden kann. Die andere ($n$) befindet sich am Ende eines wagerechten dünnen Schellackstabes, der an einem dünnen Metalldraht hängt. Mittels des am oberen Ende des Apparates befindlichen, mit einer Gradteilung versehenen Torsionskopfes kann man der Kugel $n$ eine beliebige Anfangslage erteilen.

Haben die Kugeln anfangs eine gewisse Entfernung $r$ voneinander, so werden sie sich, wenn man beiden gleichnamige Ladungen $e$ und $e'$ erteilt hat, abstoßen; man muß dann dem Aufhängedraht eine gewisse Torsion erteilen, um die anfängliche Stellung wieder herzustellen. Da aber das Drehmoment eines tordierten Fadens dem Torsionswinkel proportional ist (Bd. I, § 108), so kann dieser als Maß für die Kraft zwischen den Kugeln dienen. Coulomb fand als Resultat seiner Versuche das nach ihm genannte Gesetz:

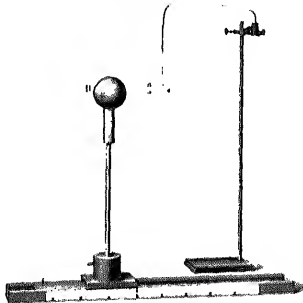
$$f = k \cdot e \cdot e' / r^2 \quad \quad (1)$$

wo $k$ ein von der Wahl der Einheit für $e$ abhängiger Faktor. Das durch Gl. (1) ausgedrückte Gesetz stimmt in seiner Form durchaus mit dem ebenfalls nach Coulomb benannten Grundgesetz für die magnetischen Kraftwirkungen (s. § 16) überein.

Das Arbeiten mit der Drehwage ist namentlich wegen der Ladungs-luste während der ziemlich beträchtlichen Dauer der Versuche mit erheb-on Schwierigkeiten verbunden. Viel bequemer ist der in Fig. 210 -bildete, im Prinzip ebenfalls von Coulomb herrührende Apparat, der z dem magnetischen Apparate der Fig. 18 entspricht.

Ein möglichst dünnes Schellackstäbchen von etwa 1 cm Länge hängt einem langen Kokonfaden und trägt am einen Ende eine Kugel $a$ aus -goldetem Holundermark, am anderen als Gegengewicht eine kleine Schel-kugel. Nähern wir dieser Vorrichtung eine sorgfältig isolierte Kugel $B$ und

Fig. 210.



$B$ und $a$, so wird sich $a$ bei ungleichem Vorzeichen der beiden Ladungen e in der Figur gezeichnete Ruhelage einstellen, bei gleichnamiger Ladung gen in eine um 180° gedrehte Lage[1]).

Entfernen wir das Pendel ein wenig aus seiner Ruhelage, so vollführt es -ingungen; ist $n$ die Zahl der in einer bestimmten Zeit ausgeführten -ingungen und $f$ die auf die schwingende Kugel wirkende Kraft, so ist

$$f \text{ proportional } n^2 \quad \ldots \quad (2)$$

§ 11) oder $f$ proportional $1/t^2$, wo $t$ die Schwingungsdauer. Machen nun mehrere Bestimmungen von $t$ bei verschiedenen Entfernungen $r$

[1]) Das obere Fadenende befestige man, wie in der Figur dargestellt, am Ende langen, horizontalen Stabes oder Drahtes, dessen anderes Ende in einem eingeklemmt ist, oder man lasse den Faden von einem über dem Tische -lichen Haken herabhängen. Jedenfalls sei die ganze Anordnung so getroffen, keine durch Influenz störenden Körper sich in der Nähe des schwingenden -ns oder der Kugel $B$ befinden. Deshalb muß sich auch $B$ möglichst hoch dem Tische und weit entfernt von der Wand befinden. Der Beobachter selbst -ne sich so weit wie möglich.

zwischen den Mittelpunkten von $B$ und $a$ [1]), aber konstant bleibender Ladung, so finden wir, daß der Quotient $t/r$ konstant bleibt. Die etwaigen Ladungsverluste während der Versuchsdauer können wir dadurch eliminieren, daß wir die einzelnen Versuche in möglichst gleichen Zeitabständen ausführen und zwar zuerst bei wachsendem $r$, dann bei fallendem $r$. Aus je zwei Versuchen bei gleichem $r$, von denen aber einer bei wachsendem, einer bei fallendem $r$ ausgeführt ist, nehmen wir dann das Mittel, das bei nicht allzugroßer Verschiedenheit der beiden Zahlen einem für alle Versuche gleichen mittleren Zeitpunkt entspricht.

Beispiel: Der Radius der Kugel $B$ betrug 4,5 cm, der Radius der Kugel $a$ betrug 0,7 cm. Es wurde die Dauer von je 10 Schwingungen beobachtet. Die Reihenfolge der Beobachtungen ist durch die Pfeile angedeutet. Die Ladungen der beiden Kugeln hatten entgegengesetztes Vorzeichen.

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $r =$ | 10 | 15 | 20 | 25 | 30 cm |
| $t$ { = | 10,5 → | 20 → | 32 → | 44 ↘ | 56 Sek. |
| $t$ { = | 20 ← | 30 ← | 40 ← | 46 ↙ | |
| $t_{Mittel} =$ | 15 | 25 | 36 | 45 | 56 |
| $t/r =$ | 1,5 | 1,67 | 1,80 | 1,80 | 1,87 |

Aus der letzten Zeile folgt, daß $t$ proportional $r$, also $n$ proportional $1/r$ und die Kraft $f$ nach Gl. (2) proportional $1/r^2$ ist.[2]).

Um die Abhängigkeit der Kraft von der Ladung zu zeigen, können wir durch Berührung entweder von $B$ oder von $a$ mit einer gleich großen ungeladenen Kugel eine der Ladungen halbieren. Durch zweimalige Ausführung dieser Operation, also Reduktion der Ladung auf den vierten Teil, wird die Schwingungszahl halbiert, die Kraft also auf den vierten Teil reduziert. So war z. B. bei einem Versuch mit $r = 20$ cm zunächst $t_1 = 13$. Nach Halbierung der Ladung von $B$ wurde $t_2 = 19$, nach nochmaliger Halbierung wurde $t_3 = 26$. Nun verhält sich:

$$t_3 : t_2 : t_1 = 26 : 19 : 13 = 2 : 1{,}46 : 1,$$

also:

$$t_3^2 : t_2^2 : t_1^2 = 4 : 2{,}13 : 1,$$

während sich die Ladungen verhalten wie

$$\tfrac{1}{4} : \tfrac{1}{2} : 1.$$

Die Kraft ist also der Ladung von $B$ proportional; genau dasselbe Resultat findet man auch bezüglich der Ladung von $a$, wenn man diese meßbar

[1]) Für die praktische Ausführung empfiehlt sich folgendes Verfahren: Man messe zuerst die Radien der Kugeln und stelle dann den Schieber, auf dem $B$ steht, auf den Teilstrich der Skala, der der Summe beider Radien, also dem kleinsten möglichen $r$, entspricht. Sodann verschiebe man das ganze Gestell vorsichtig bis zur Berührung beider Kugeln und klemme es in dieser Stellung am Tische fest. Dann liest man bei Verschiebung von $B$ die Werte von $r$ direkt ab.

[2]) Daß $t/r$ nicht völlig konstant ist, rührt zum Teil von Beobachtungsfehlern her; namentlich bei den langsamen Schwingungen wirken Luftströmungen sehr störend. Einschließen in eine Glashülle ist nicht möglich, weil diese das elektrische Feld stören, ja sogar bei schlecht isolierender Oberfläche des Glases gänzlich aufheben würde (Schirmwirkung). Bei dem kleinsten Abstand ($r = 10$) wirkt bereits die Influenz störend, wodurch die Kraft etwas zu schnell wächst, also $t$ zu klein wird.

Die Versuchsresultate lassen sich also in die eine Gl. (1) zusammen

ist bei den soeben beschriebenen Versuchen stillschweigend angenommen, bei Abwesenheit jeder Ladung die Schwingungszahl Null sei, d. h. daß Schwingungen unter dem alleinigen Einflusse der Torsion des Aufhänge- sehr langsam erfolgen, durch Benutzung eines genügend feinen und Fadens läßt sich dieser Bedingung meist praktisch genügen. Will die Eigenschwingung aber berücksichtigen, so muß man, ebenso wie Berücksichtigung des Erdmagnetismus in § 12, die Differenz ($n^2$ − $n'^2$) Quadrate der Schwingungszahlen mit und ohne Ladung der Kugeln als für die Kraft betrachten.

Ebenfalls für Vorlesungsversuche geeignet ist eine Ausführung von oll (s. Kolbe, Einf. in d. Elektr. I, 53), der die bewegliche Kugel an einfachen Pendelfaden aufhängt und die Winkelablenkung aus der age als Maß der von der festen Kugel ausgeübten Kraft nimmt (s. auch

schriebenen Versuche ergeben zunächst das in Gl. (1) aus- Kraftgesetz als angenähert richtig für kugelförmige Leiter in ringer gegenseitiger Entfernung. Wenn wir nunmehr versuchen, baren Wirkungen als die Resultante der von den einzelnen Flächen geladenen Leiter ausgehenden Einzelwirkungen zu betrachten, wir versuchsweise annehmen, daß für diese Einzelwirkungen das che Gesetz streng gelte, und daß die für die Gesamtwirkung n Abweichungen davon herrühren, daß die Entfernungen der Punkte der Leiter ja verschieden groß sind, und außerdem nseitige Influenz die gleichmäßige Verteilung der Ladungen .

ntscheidung über die Zulässigkeit dieser Annahmen kann viel durch direkte Messungen durch Betrachtungen indirekter Art rden. Wohl der genaueste Beweis für die fast mathematisch igkeit des Coulombschen Gesetzes wird durch den bereits in 27, dargestellten Versuch von Cavendish geliefert; Cavendish bereits im Jahre 1772, also lange vor Coulomb, darauf hin[1], ersuch zu entscheiden gestatte, ob das gesuchte Kraftgesetz etwa s Exponenten 2 im Nenner der Gl. (1) einen mehr oder weniger hiedenen Exponenten enthielte.

sich in der Tat beweisen, daß die Abwesenheit jeglicher Ladung eines beliebig gestalteten Leiters nur möglich ist, wenn das he Gesetz gilt. Wir wollen den Beweis zunächst in ganz einem für eine Kugel führen (der allgemeine Beweis für beliebige Leiter . in § 89).

den Punkt $m$, der sich irgendwo im Inneren einer Metallkugel efinde, sei ein sehr schmaler Kegel mit der Achse $AB$ gelegt, Kugel die kleinen Flächen $f_1$ und $f_2$ herausschneidet. Wir ver nd $B$ mit dem Kugelmittelpunkt $O$, dann ist das Dreieck $AOB$ celig, also $\measuredangle OAB = \measuredangle OBA = \alpha$. Schlagen wir nun um $m$ mit den Radien $r_1 = mA$ und $r_2 = mB$, so schneidet der

[1] vielfach ganz vergessenen elektrischen Beobachtungen Cavendishs rch den bereits mehrfach zitierten im Jahre 1879 von Maxwell( ruck bequem zugänglich gemacht worden.

Kegel aus diesen Kugeln Flächen $f_1'$ und $f_2'$ heraus, derart, daß:

$$f_1'/f_2' = r_1^2/r_2^2.$$

Wenn der Kegel sehr schmal ist, so können wir die Flächen $f_1$, $f_2$, $f_1'$ und $f_2'$ als Ebenen betrachten und erhalten, da $OA$ und $OB$ senkrecht auf $f_1$ resp. $f_2$ und $r_1$ und $r_2$ senkrecht auf $f_1'$ resp. $f_2'$:

$$f_1' = f_1 \cos\alpha \qquad f_2' = f_2 \cos\alpha,$$

also auch

$$f_1/f_2 = r_1^2/r_2^2.$$

Die Kugel möge mit einer gleichförmig auf der Oberfläche verteilten Ladung versehen werden, wobei zunächst noch nichts darüber vorausgesetzt ist, ob eine solche reine Oberflächenladung auch wirklich einen Gleichgewichtszustand vorstellt. Die auf den Flächenelementen $f_1$ und $f_2$ vorhandenen Elektrizitätsmengen $e_1$ und $e_2$ verhalten sich demnach wie $f_1 : f_2$, also auch

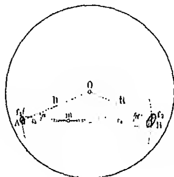


Fig. 217.

$$e_1 : e_2 = r_1^2 : r_2^2,$$

woraus

$$\frac{e_1}{r_1^2} = \frac{e_2}{r_2^2}$$

folgt. Diese Ausdrücke sind bei Annahme der Richtigkeit des Coulombschen Gesetzes proportional mit den Kräften, die von den Flächenelementen auf eine im Punkt $m$ befindliche Einheit der Elektrizitätsmenge ausgeübt würden. Daraus folgt, daß dieser Punkt, wenn er elektrisch wäre, zwischen den Einwirkungen der Ladungen $e_1$ und $e_2$ im Gleichgewichte stehen und gar keine Kraftwirkung erfahren würde. Da wir dieselbe Betrachtung auf alle solche einander gegenüberstehenden Flächenelemente der Kugeloberfläche ausdehnen können, so folgt, daß, wenn das Coulombsche Gesetz gilt, auf einen Punkt im Inneren einer Kugel von einer auf ihrer Oberfläche gleichmäßig verteilten elektrischen Ladung überhaupt keine Kraft ausgeübt wird. Bei reiner Oberflächenladung der Kugel herrscht also im Inneren Gleichgewicht, wenn das Coulombsche Gesetz gilt. *Bei jedem anderen Kraftgesetz dagegen*, wenn z. B. *etwa an Stelle von* $r^2$ *eine andere Potenz von* $r$ *zu treten hätte*, müßte sich ein Teil der Ladung *auch über das Innere einer geladenen Kugel ausbreiten*, *damit im Inneren Gleichgewicht herrscht und die elektrische Kraft überall gleich Null ist.*

Da nun bei dem Versuche von Cavendish nachgewiesen wird, daß eine von einer Hohlkugel eingeschlossene Kugel bei Berührung mit jener keine Ladung annimmt, die Ladung also nur an der Oberfläche sitzt, so ist durch den Versuch die Richtigkeit des Coulombschen Gesetzes bewiesen[1]).

[1]) Cavendish selbst folgerte aus seinen Versuchen, daß der Exponent von $r$ in Coulombs Gesetz nicht mehr als 0,02 von 2 verschieden sein könne. Spätere Versuche, die im Cavendish-Laboratorium in Cambridge unter Maxwells Leitung mit verbesserten Hilfsmitteln ausgeführt wurden, ergaben, daß die Abweichung kleiner als $^1/_{21600}$ sein müsse (s. Cl. Maxwell, Elektr. u. Magnetismus, Bd. I, § 75).

Weitere indirekte Beweise bilden alle in den folgenden Paragraphen abgeleiteten und durch die Erfahrung bestätigten Gesetzmäßigkeiten.

alle auf das Innere fast ebenso wie eine geschlossene Hohlkugel. Eine ohlkugel aus Drahtgeflecht z. B. kann eine ganz geschlossene in ihrer Wirung auf das Innere ersetzen.

Wie eben erwähnt, kann der Satz, daß die auf der Oberfläche einer ohlkugel im Gleichgewicht befindliche Ladung keine Kraft auf das Innere sübt, auf geschlossene Hüllen jeder beliebigen Form erweitert werden. enken wir uns an einer Kugel eine Seite zu einer eiförmigen Spitze eritert, so ist klar, daß bei gleichmäßig verteilter Ladung die Wirkung der selbst befindlichen Flächenelemente auf einen Punkt im Inneren gegener den anderen zurücktreten würde, da ihre Entfernung größer wird. Soll s Gleichgewicht fortbestehen, so muß an diesen vorspringenden Stellen die ektrizität größere Dichte haben.

**§ 85. Absolutes elektrostatisches Maß der Elektrizitätsmenge.** ir haben bisher von Elektrizitätsmengen gesprochen, ohne eine bestimmte aßeinheit zu benutzen; wir erhalten eine solche aus dem Coulombschen esetze, das für den Fall zweier gleicher Elektrizitätsmengen in die Form

$$f = k\frac{e^2}{r^2} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (1)$$

bergeht, wo $k$ eine von der Wahl der Einheiten für $f$, $e$ und $r$ abhängige onstante bedeutet. Mißt man $r$ in Centimetern, $f$ in Dynen und setzt für uft (genauer für Vakuum) als Dielektrikum $k = 1$, so erhält man für die lektrizitätseinheit in absolutem Maß nach dem Centimeter-Gramm-Sekundenystem:

A. Elektrostatische Einheit der Elektrizitätsmenge ist jene, elche eine ihr gleiche Menge in 1 cm Abstand in Luft (genauer n Vakuum) mit der Kraft einer Dyne abstößt, d. h. mit einer Kraft, elche der Masse eines Gramms in der Sekunde eine Beschleunigung von cm/sec² erteilen würde. Um diese Einheit zu bezeichnen, wollen wir ünftig schreiben: Elektrizitätseinheit ($cgs$), während wir für die später u besprechende elektromagnetische Einheit zum Unterschiede die großen uchstaben ($CGS$) benutzen wollen.

Wie schon an anderer Stelle (§ 18) erörtert, ist die Kraft einer Dyne eich dem Zug der Erde auf eine Masse von $\frac{1}{981} = 0{,}00102\,g = 1{,}02$ mg.

Eine Holundermarkkugel von 0,7 cm Durchmesser wiegt etwa 0,0102 g und wird demnach von der Erde mit der Kraft von $981 \times 0{,}0102 = 10$ Dynen angezogen. Hängt man zwei solcher Kugeln an zwei 50 cm lange Kokonfaden und ladet sie so stark, daß sie sich bis auf 10 cm Distanz abstoßen, so enthält jede der beiden Kugeln 10 absolute elektrostatische Einheiten.

Man findet zunächst aus dem Radius = 50 und der halben Sehne = 5 den Sinus des Ausschlagswinkels $\alpha$ jedes Pendels = 0,1. Die vertikale Kraft = 10 wirkt in der Richtung der Sehne mit der Kraft $f = 10 \cdot \sin\alpha \cos\alpha = 0{,}995$ oder rund gleich 1. Aus $\frac{e^2}{10^2} = 1$ folgt dann $e = 10$.

Die elektrostatische Einheit der Elektrizität ist demnach eine sehr kleine Elektrizitätsmenge; durch einmaliges Reiben einer Siegellackstange werden leicht mehrere Hunderte solcher Einheiten entwickelt.

Genauere Methoden zur absoluten Messung von Elektrizitätsmengen werden in § 98 angegeben werden.

Bei Anwendung des absoluten elektrostatischen Maßsystems geht die das Coulombsche Gesetz ausdrückende Gl. (1) des vorigen Paragraphen über in:

$$f = e \cdot e'/r^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

## § 86. Elektrisches Feld; Kraftlinien.

Wir können von der Fernwirkungsvorstellung, wie sie im Coulombschen Gesetze ursprünglich enthalten ist, zur Faradayschen Nahewirkung übergehen, wenn wir den Raum, der einen elektrisch geladenen Körper umgibt, von einem „elektrischen Feld" erfüllt denken, dessen Stärke und Richtung wir ebenso, wie beim magnetischen Feld, uns durch „elektrische Kraftlinien" darstellen können. Die Richtung dieser Kraftlinien soll überall die Richtung darstellen, in der ein kleiner, mit +E geladener Körper sich in Bewegung zu setzen sucht; die Zahl der Kraftlinien bzw. Kraftröhren pro Quadratcentimeter soll die „elektrische Kraft" (oder „elektrische Feldstärke") darstellen, d. h. diejenige mechanische Kraft, die auf eine positive Elektrizitätseinheit ausgeübt wird.

Bezeichnen wir also die elektrische Kraft mit $E$, so ist die auf eine Ladung $e'$ ausgeübte Wirkung $f$ gleich:

$$f = E \cdot e' \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Vergleichen wir dies mit Gl. (2) des vorigen Paragraphen, so erhalten wir als Ausdruck für die räumliche Verteilung des elektrischen Feldes um eine mit der Ladung $e$ behaftete Kugel:

$$E = e/r^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

In der Nahewirkungsvorstellung besagt also das Coulombsche Gesetz:

A. Das Feld im Abstande $r$ von einer geladenen Kugel **ist gleich dem Quotienten aus Ladung und Quadrat der Entfernung.**

Betrachten wir bloß das Feld als real existierend, so ist die „Ladung" $e'$ einer Kugel bloß eine bequeme Abkürzung für das erfahrungsgemäß im ganzen Raume konstante Produkt $E \cdot r^2$. Über eine allgemeine Definition der Elektrizitätsmenge siehe weiter unten.

Coulombschen Gesetz lassen sich nunmehr für das elektrische
allgemeinen Gesetzmäßigkeiten ableiten, wie wir sie früher
tische Feld gefunden haben. Die entsprechenden Sätze sollen
nochmaligen ausführlichen Beweis hier einfach aufgezählt
die Tatsache, daß es für die Elektrizität „Leiter" gibt, für den
dagegen nicht, wird zu einigen neuen Sätzen führen. Es
daß der Leser die §§ 27 bis 51 behufs leichteren Verständ
enden noch einmal durchliest. Wir können zunächst den dort
teten Gaussschen Satz auch hier anwenden und schreiben:

$$\Sigma E_n \delta o = 4 \pi e_i \quad (31$$

ie linke Seite die Gesamtzahl der in eine geschlossene Fläche
raftröhren, und $e_i$ die von der Fläche eingeschlossene Ladung

m Gleichgewichtszustande elektrische Ladungen nur an den
von Leitern oder Nichtleitern befinden können, so folgt ferner
daß für eine ganz in Luft (oder im Vakuum) verlaufende,
andere Körper ausschließende, geschlossene Fläche stets
ist, woraus wieder durch Anwendung auf ein heraus
tück einer Kraftröhre folgt, daß ihr Querschnitt $q$, wenn an
elle gleich der reziproken Kraft $1/E$ gemacht, überall diesen
e elektrischen Kraftröhren durchziehen also, ebenso wie die
den ganzen freien Raum „quellenfrei" und ihre Dichte ist
rischen Kraft.

den Verlauf elektrischer Kraftlinien in ganz ähnlicher
machen, wie es bei den magnetischen Linien mittels des
nches geschieht; nur ist die Ausführung nicht ganz so ein
nd der Verlauf der Linien wird leichter durch Nebenumstände
raktisch erzeugbaren elektrischen Kräfte sind nämlich so
ß ein auf einer Platte aufliegendes Pulver nur schwer von
ng setzen; man muß deshalb zur Erzielung deutlicher Figuren
ulver am besten nicht in Luft, sondern in einem flüssigen
ufgeschwemmt verwenden. Eine fernere Schwierigkeit liegt
eine festen oder flüssigen Körper gibt, deren DK. so nahe an
man sie für den Linienverlauf ähnlich als indifferent be-
, wie im magnetischen Falle die meisten Körper außer dem
nverlauf wird also durch die benutzte Unterlage stets mehr
odifiziert. Endlich stört bei Benutzung eines flüssigen Di-
e die niemals ganz zu vermeidende Leitfähigkeit

inien entstehen, muß das aufgeschwemmte Pulver eine be-
re DK. haben als die Flüssigkeit, sein spezifisches Gewicht
s der Flüssigkeit nur wenig überragen, damit es sich ganz
n senkt. Die Flüssigkeit muß ein möglichst hohes Isolations-
genügende Dünnflüssigkeit besitzen. Am geeignetsten hat
ldig[1]) eine Aufschwemmung von etwa 0,5 g kristallisierten
100 g Terpentinöl erwiesen. Das Terpentinöl muß absolut
und farblos sein (das doppelt rektifizierte der Apotheken

[1]) arburg 1902; Phys. Zeitschr. 5, 403, 1904. Daselbst auch Literatur
ere Versuche und Methoden.

Man erzeugt die Figuren in einer flachen Glasschale mit ebenem Boden, sog. Kristallisierschale, die auf einer dünnen Hartgummiplatte steht; letztere liegt mit ihren Rändern auf zwei hohen Holzklotzen, so daß sie in der Mitte völlig frei ist. Als Leiter dienen niedrige, etwa 1 cm hohe Zylinder oder hochkant gestellte Platten aus Messing, die mit einem angelöteten Zuleitungsdraht versehen sind und von Holtzschen Fußklemmen gehalten werden. Von diesen führen Leitungen zu einer Leidener Flasche und einer kleinen Influenzmaschine. Die Schale muß möglichst erschütterungsfrei aufgestellt sein. Für die Herstellung der Figuren gibt Seddig folgende Anleitung:

1. Fertigstellung der ganzen Anordnung wie oben beschrieben.

2. Herstellung der Suspension in einem Becherglase.

3. Zwei- bis dreimaliges Abreiben der Leiter und des Schaleninneren mit Fließpapier, welches mit Terpentinöl getränkt ist; dieses Verfahren vor jedem Versuch wiederholen.

4. Laden der Leidener Flasche (eher etwas zu schwach als zu stark; Spannung etwa 10000 bis 15000 Volt).

5. Nochmaliges kräftiges Aufrühren der Suspension und Eingießen in die Schale, so daß die Flüssigkeit etwa 1 cm hoch steht; entstandene Schaumblasen durch ein kurzes Blasen über die Oberfläche entfernen.

6. Falls die Linienbildung nicht deutlich genug einsetzt, Flasche stärker laden.

Solange das Pulver sich nicht völlig abgesetzt hat, muß man durch langsames Weiterdrehen der Maschine die Spannung möglichst konstant halten.

Die ganzen Versuche erfordern einige Einübung, um gute Resultate zu liefern, gelingen dann aber auch absolut sicher. Die folgenden Figuren

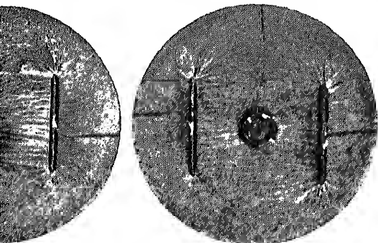
Fig. 218. Fig. 219.



(Fig. 218 bis 221) zeigen einige Photographien nach derartigen Kraftlinienbildern in etwa $^2/_3$ der natürlichen Größe. Die Leiter, deren Gestalt ja aus den Figuren ohne weiteres erkenntlich, sind stets entgegengesetzt geladen,

indet sich zwischen den geladenen Leitern noch ein zur Erde
linder. Wir kommen auf die Figuren noch weiter unten,
oretischer Betrachtungen, zurück.
- oben erwähnten Störungen können die Kraftlinienbilder nur
nszwecken dienen, dagegen müssen gänzlich andere Methoden
, um die aus dem Coulombschen Gesetz, bzw. dem dann

220. Fig. 221.



n Gesetze des quellenfreien Verlaufes der Kraftröhren theore
Folgerungen exakt zu bestätigen.
früher gefundene, teils noch anzugebende Gesetze für die
eitern und Leitersystemen, für die Verteilung der Ladungs
ern bestimmter Gestalt und für die mechanischen Kräfte
en Systemen sind die Mittel, mit denen wir die Richtigkeit
tzungen an der Erfahrung prüfen können.

**eauflächen; Potential.** Wir können uns ein elektrisches
in § 49 das magnetische Feld, von einer Schar von Flächen
en, die von den Kraftlinien überall senkrecht durchschnitten
wir als elektrische *Niveauflächen* bezeichnen wollen. Da
ht auf den Niveauflächen steht, so bedarf es keiner Arbeit,
he Ladung längs einer Niveaufläche zu verschieben. Ferner
Gesetzes von der Erhaltung der Energie die Arbeit, die bei
er Ladung von einer Niveaufläche zur anderen geleistet wird,
dem durchlaufenen Wege sein.
ktrischen Niveauflächen zeichnen wir am besten in solchem
ie Arbeitseinheit aufzuwenden ist, um eine Einheitsladung
zur nächsten zu befördern. Dann ist, wenn $E$ die elek
d $h$ der Abstand zweier Niveauflächen

$$h = 1/E \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

ist die Elektrizität frei verschieblich und folgt den gering
n Gleichgewicht kann also nur dann vorhanden sein, wenn

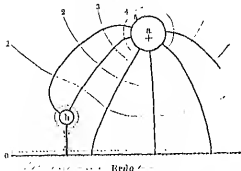
die elektrische Kraft keine der Oberfläche eines Leiters parallele Komponente besitzt, wenn also an der Oberfläche die Kraft senkrecht zur Oberfläche steht. [Daß dies wirklich der Fall, sieht man deutlich an den Kraftlinienbildern Fig. 218 bis 221.] Daraus folgt:

A. Im Gleichgewichtszustande ist die Oberfläche eines Leiters stets eine Niveaufläche.

Da die Erde ein Leiter ist, so gilt der gefundene Satz auch für sie und alle mit ihr leitend verbundenen Körper.

Denken wir uns den ganzen Raum zwischen einem + geladenen Leiter (*a*) und der Erdoberfläche, sowie den etwaigen mit ihr verbundenen Leitern (*b*) mit Niveauflächen in dem durch Gl. (4) ausgedrückten Abstand erfüllt (Fig. 222, die dünn gezogenen Linien sind Niveauflächen, die dick gezogenen Kraftlinien), und diese mit fortlaufenden Nummern versehen, wobei die Erdoberfläche selbst die Nummer 0 erhält, so gibt die Nummer irgend einer Fläche die Arbeit an, die nötig ist, um eine Einheitsladung von der Erdoberfläche bis zu der betreffenden Niveaufläche auf irgend einem beliebigen Wege hinzuführen. Die Gesamtzahl der zwischen der Erde und dem Leiter liegenden Niveauflächen,

Fig. 222.




d. h. also die Nummer der Leiteroberfläche (*a*) selbst, gibt die Arbeit an, die bei der Überführung der Einheitsladung von der Erde oder einem mit der Erde leitend verbundenen Körper bis zur Oberfläche von (*a*) erforderlich ist. Wir nennen diese Arbeit, ganz entsprechend der im magnetischen Falle gewählten Bezeichnung, das **elektrische Potential** des betreffenden Leiters. Ebenso können wir die Nummer irgend einer Niveaufläche als Potential eines auf dieser Fläche liegenden Punktes bezeichnen.

Wir haben früher gesehen (§ 60), daß das magnetische Potential im Abstande $r$ von einer Magnetismusmenge $m$ gleich $m/r$ ist. Ganz entsprechend erhalten wir also auch für das elektrische Potential, das wir mit $\varphi$ bezeichnen wollen:

$$\varphi = e/r \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

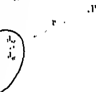
Dies gilt zunächst, als Folgerung aus dem Coulombschen Gesetze, nur für eine als punktförmig betrachtete Ladung. Ist dagegen $e$ irgendwie über einen Raum oder über eine Oberfläche verteilt, so haben wir es in eine möglichst große Anzahl von kleinen Teilen $\delta e$ zu zerlegen; diese Teilladungen denken wir uns dann jede in der Mitte der ebenfalls sehr kleinen zugehörigen Flächenstücke $\delta o$ konzentriert und behandeln sie als punktförmig. Ist also dann $r$ die Entfernung der Mitte von $\delta o$ von dem Punkte $P$, für den man das Potential berechnen will, so ist (s. Fig. 223):

$$\varphi = \Sigma \frac{\delta e}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2')$$

mation über die ganze geladene Oberfläche zu erstrecken ist.
g derartiger Summationen gelingt nur in ganz speziellen
ch dann ohne Umständlichkeiten meist nur mittels höherer
Methoden. Wir werden jedoch sogleich noch andere Methoden
g von $\varphi$ kennen lernen.

rtige Methode besteht z. B. in der Anwendung des Gauss-
der einen äußerst einfachen Ausdruck für das Potential einer
adenen Kugel liefert.

Radius der Kugel (Fig. 224); aus Symmetrie folgt, daß die
ebenfalls Kugeln sind, die die geladene Kugel konzentrisch


Fig. 223.

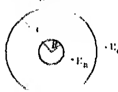


Fig. 224.

wird dabei angenommen, daß alle anderen Leiter sich in
ung befinden.) Ebenso folgt aus Symmetrie, daß die Kraft
n einer beliebigen Niveaufläche gleich groß ist und die Rich-
s hat. Sei $E_R$ der Wert von $E$ an der Leiteroberfläche, und
veaufläche vom Radius r. Zwischen diesen beiden Flächen
ngeschlossen, der keinerlei elektrische Ladungen enthält, für
dem Gaussschen Satze

$$\Sigma E_n \delta a = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (3)$$

agt einfach, daß ebensoviel Kraftröhren aus der Fläche r
die Fläche $R$ hereintreten müssen.) Nun ist aber

$$\Sigma E_n \delta a = E_R \,.\, 4\pi R^2 - E_r \,.\, 4\pi r^2 \quad . \quad . \quad . \qquad (4)$$

den betrachteten Raum hineingerichtet, also positiv, $E_r$ ist
hinausgerichtet, also negativ, wenn wir wie früher die innere
g als positiv betrachten. Setzen wir den Ausdruck (4)
erhalten wir:

$$E_r : E_R = R^2 : r^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (5)$$

wenn wir den Gaussschen Satz auf den von der Leiter
t eingeschlossenen Raum anwenden, der die Ladung e enthält

$$\Sigma(-E_R \delta a) = -4\pi R^2 \,.\, E_R = -4\pi e \quad , \qquad (6)$$

$$E_R = \frac{e}{R^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (7)$$

eingesetzt, ergibt

$$E_r = \frac{e}{r^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (8)$$

zunächst bewiesen, daß eine auf einer Kugeloberfläche gleich
Ladung nach außen ebenso wirkt, als sei die gesamte
elpunkte vereinigt und wirke von dort aus nach dem Coulomb-

schen Gesetze. Was aber für die Kraft gilt, das gilt natürlich auch für die Arbeit unter dem Einflusse dieser Kraft, also für das Potential.

B. Das von einer gleichmäßig geladenen Kugel herrührende Potential in einem Punkte außerhalb der Kugel ist gleich dem Potential der im Mittelpunkt vereinigt gedachten Gesamtladung.

Der Satz B. gilt nur für Punkte außerhalb der Kugel. Im Inneren ist die Kraft, wie bereits in § 84 bewiesen, Null. In der Tat ergibt ja der Gaussche Satz, auf die Oberfläche einer Kugel angewandt, deren Radius kleiner als $R$, da diese keine Ladung mehr einschließt:

$$-4\pi r^2 E_r = 0 \quad \text{oder} \quad E_r = 0.$$

Im Innern der Kugel wird also bei einer Verschiebung einer Ladung keine Arbeit geleistet, oder:

C. Im Inneren der Kugel ist das Potential konstant und ebenso groß wie an der Oberfläche. Sein Wert ist:

$$\underline{\Phi = e/R} \quad \text{. . . . . . . . . . . .} \quad (9)$$

Da die elektrische Kraft mit zunehmender Entfernung von einem geladenen Leiter rasch abnimmt, so können wir es zunächst als gleichgültig betrachten, ob wir das Potential als die Arbeit bei der Verschiebung einer Einheitsladung bis ins Unendliche, wie bei der Ableitung der Gl. (5) in § 50 angenommen wurde, oder aber nur bis an die mit der Erde leitend verbundenen Wände des Beobachtungsraumes betrachten. Gl. (9) stellt deshalb praktisch auch die „Potentialdifferenz" der geladenen Kugel gegen die Erde dar, wenn nur die Entfernung aller anderen Leiter groß gegen $R$ ist.

(Wir wollen im Folgenden stets das Potential an Leiteroberflächen mit $\Phi$, im Raume mit $\varphi$ bezeichnen.)

Sind zwei Kugeln mit den Radien $R$ und $R'$ miteinander leitend durch einen dünnen Draht verbunden, so müssen ihre Oberflächen und die Oberfläche des Verbindungsdrahtes notwendig eine einzige Niveaufläche darstellen, und das Potential muß auf dem ganzen System denselben Wert haben. Sind die Kugeln sehr weit voneinander entfernt, so tragen zu dem Werte der Summe $\Sigma \frac{\delta e}{r}$ auf jeder Oberfläche praktisch nur die Ladungen der betreffenden Kugel selbst bei, während der Anteil der anderen Kugel wegen der großen Werte von $r$ zu vernachlässigen ist. Dasselbe gilt von der Wirkung der Ladungen auf dem Drahte; wir werden weiter unten sehen, daß die Kapazität eines Drahtes um so kleiner, je geringer sein Durchmesser, und daß die Wirkung der auf dem Drahte vorhandenen Ladungen deshalb um so mehr zu vernachlässigen ist, je dünner der Draht ist (vgl. auch § 73). Das Potential jeder Kugel berechnet sich also aus ihrer eigenen Ladung so, als ob die andere gar nicht da wäre. Ist $e$ die Ladung der einen, und $e'$ die der anderen Kugel, so muß demnach wegen der Gleichheit beider Potentiale

$$e/R = e'/R' \quad \text{oder} \quad \underline{e/e' = R/R'} \quad \text{. . . . .} \quad (10)$$

sein.

Dies stimmt mit dem in § 73 gefundenen Resultate überein, daß die Kapazitäten zweier genügend weit voneinander und von sonstigen Leitern

ernten Kugeln sich wie die Radien verhalten. Wir haben ferner da-
s die Kapazität $K$ einer Kugel einfach gleich ihrem Radius $R$ gesetzt,
das Verhältnis von Ladung und Kapazität $e/K = e/R$ als das elek-
che „**Niveau**" der Kugel bezeichnet. Ein Vergleich mit Gl. (9) zeigt,
„Niveau" und „Potential" identisch werden, wenn wir bei der damals
geführten Niveaueichung an Stelle der willkürlichen die absolute Ein-
der Elektrizitätsmenge anwenden. Wir können also überall von § 74
den früheren **Niveaubegriff** durch den **Potentialbegriff** ersetzen
die Kapazität eines Leiters folgendermaßen definieren:

$$\underline{K = e / \Phi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

In Worten:

D. **Kapazität** eines Leiters (gegen Erde) ist die Ladung, die dem Leiter die Potentialdifferenz Eins gegen die Erde erteilt.

Wir werden in § 98 ein Mittel kennen lernen, Potentialdifferenzen in
oluten Maße zu bestimmen. Da ferner die Kapazität eines Leiters durch
e Dimensionen bestimmt ist, so kann man eine Elektrizitätsmenge in
olutem Maße bestimmen, indem man das Potential mißt, zu dem sie einen
er von bekannter Kapazität auflädt.

Daß die Oberfläche eines Leiters eine Niveaufläche sein muß, folgte aus der freien Verschiebbarkeit der Elektrizität auf einem Leiter und aus dem Gesetz von der Erhaltung der Energie für jedes beliebige Kraftgesetz. Daß im Falle einer geladenen Kugel das Potential gerade die Form der Gl. (9) annimmt, ist dagegen eine Folgerung aus dem Coulombschen Gesetz. Die bereits früher erfahrungsmäßig gefundene Proportionalität der Kapazität einer Kugel mit ihrem Radius ist also ein indirekter Beweis für die Richtigkeit des Coulombschen Gesetzes.

**§ 88. Ladungsverteilung und Kapazität einfacher Leiter.** Be-
chten wir nunmehr einen beliebig gestalteten Leiter, auf dem die Ladungs-
te an verschiedenen Punkten seiner Oberfläche verschieden groß ist
g. 228). Bezeichnen wir die Dichte der Ladung, d. h. die Elektrizitäts-
ge pro Quadratcentimeter mit $\varrho$, so ist $\varrho \,.\, \delta o = \delta e$ die auf einem kleinen
chenstück $\delta o$ vorhandene Elektrizitätsmenge. Für das Potential in einem
kte $P$ erhalten wir dann nach Gl. (2') des vorigen Paragraphen

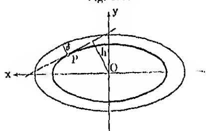
$$\varphi = \Sigma \delta e / r = \Sigma \varrho \,.\, \delta o / r \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Liegt der Punkt $P$ auf der Oberfläche selbst, so muß $\varphi$ überall den-
en Wert $\Phi$ besitzen, so daß das Problem der Gleichgewichtsverteilung
der Oberfläche eines Leiters darauf hinausläuft, eine Verteilung zu finden,
auf sämtlichen Punkten der Oberfläche denselben Wert von $\Phi$ ergibt.
eine solche Verteilung gefunden, so erhält man die Kapazität des Leiters,
n man die gesamte Ladung $e = \Sigma \varrho \,.\, \delta o$ durch das zugehörige Potential
idiert.

Derartige Verteilungsprobleme gehören, wie bereits erwähnt, mit Aus-
me des oben behandelten Falles der geladenen Kugel, zu den komplizier-
ten Problemen der mathematischen Physik und sind nur mit Anwendung
erer mathematischer Methoden zu bezwingen. Es muß genügen, die
sultate für einige wichtige Spezialfälle hier anzugeben und mit den Resul-
en der Messungen zu vergleichen.

Eine mathematisch strenge und durch einen geschlossenen Ausdruck angebbare Lösung hat das Problem der Verteilung auf einen einfachen Leiter außer für die Kugel noch für das Ellipsoid gefunden; dieses ist von besonderer praktischer Wichtigkeit, weil eine Reihe leicht herzustellender Leiterformen als Spezialfälle des Ellipsoids zu betrachten sind. Sind $a$, $b$ und $c$ die drei Halbachsen des Ellipsoids, so geht dasselbe für $a = b = c$ in eine Kugel über. Sind bloß zwei Achsen einander gleich, etwa $a = b$, so haben wir ein Rotationsellipsoid mit $c$ als Umdrehungsachse. Wird hierbei noch $c$ sehr groß gegen $a$ und $b$, so wird das Ellipsoid praktisch gleichbedeutend mit einem dünnen Drahtstück von der Länge $2c$ und dem Radius $a$. Wird endlich $c$ unendlich klein, so erhalten wir eine flache Kreisscheibe vom Radius $a$.

Fig. 225.




Was zunächst die Ladungsverteilung auf einem beliebigen Ellipsoid mit drei verschiedenen Achsen betrifft, so ergibt die Theorie [1]) folgendes einfache Resultat (Fig. 225): Man denke sich das Ellipsoid von einem zweiten, geometrisch ähnlichen, in geringem Abstand umgeben, dann ist die Dichte der Ladung an einem Punkte $P$ proportional der Dicke $\delta$ der zwischen beiden Ellipsoiden eingeschlossenen Schicht.

Macht man den Mittelpunkt $O$ des Ellipsoids zum Anfangspunkt eines rechtwinkeligen Koordinatensystems und bezeichnet, wenn $x, y, z$ die Koordinaten des Punktes $P$ sind, zur Abkürzung mit $h$ die Größe.

$$h = \frac{1}{\sqrt{(x^2/a^4 + y^2/b^4 + z^2/c^4)}} \text{ [2]) } \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

und mit $e$ die Gesamtladung des Ellipsoids, so ist die Dichte im Punkte $P$.

$$\varrho = \frac{e \cdot h}{4 \pi a b c} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Für eine Kreisscheibe vom Radius $a$ und der Gesamtladung $e$ erhält man [3]), wenn man sie als Rotationsellipsoid mit sehr kleiner Achse $c$ betrachtet, als Wert der Dichte in einem Punkte im Abstande $r$ vom Mittelpunkt:

$$\varrho = \frac{e}{4 \pi \sqrt{a^2 - r^2}} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Am Rande ($r = a$) ergibt diese Formel $\varrho = \infty$; für eine unendlich dünne Scheibe, wie sie die Theorie voraussetzt, würde dies auch tatsächlich zutreffen; für eine wirkliche Scheibe von, wenn auch geringer, so doch endlicher Dicke ist natürlich auch am Rande die Dichte von endlichem Werte. Bei einer Vergleichung der Gl. (4) mit der Erfahrung wird man also Übereinstimmung nur in genügender Entfernung vom Rande erwarten können. Die folgende Tabelle enthält eine Vergleichung der von Coulomb im Jahre

[1]) Lipschitz, Crelles Journ. 58, 1, 1860; C. Neumann, Pogg. Ann. 113, 508, 1861.

[2]) $h$ ist die Länge des Lotes von $O$ auf eine an $P$ gelegte Tangentialebene.

[3]) W. Thomson (Lord Kelvin), Reprint of papers, p. 178, 1869.

...Scheibe von 10 Zoll Durchmesser beobachteten, mit den von ...rechneten Zahlen (nach Wiedemann, Elektr., 3. Aufl., I, § 80).

| | c | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 4,5 | 5 Zoll |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| ...h . . . . . | ρ | 1 | 1,001 | 1,005 | 1,17 | 1,52 | 2,07 | 2,90 |
| ... . . . . . | ρ | 1 | 1,020 | 1,090 | 1,25 | 1,667 | 2,294 | • |

...ht der nicht sehr großen Genauigkeit der Coulombschen ... man die Übereinstimmung (abgesehen vom Rande) als aus...nen. Fig. 226 stellt die Resultate graphisch dar.

...s ergibt ferner für die Kapa...Kreisscheibe vom Radius $a$

$$K = \frac{2a}{\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

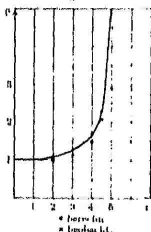


Fig. 226.

...azität einer Kugel vom Radius $a$ ...t das Verhältnis der Kapazitäten ...reisscheibe von gleichem Radius ...,571.

...ll hatte bereits Cavendish (im ...e Kapazitäten von Kugeln und ...rglichen und als Wert des Ver...efunden. Die Übereinstimmung ...st ein Jahrhundert später er...tischen Wert ist in Anbetracht ...men Hilfsmittel Cavendishs ...

...chsen $a$ und $b$ gleich, während die dritte Achse $c$ sehr groß ...ren beiden ist, so erhalten wir ein sehr langgestrecktes ...l, das wir auch angenähert durch einen Zylinder von der ... und dem Radius $a$ ersetzen können. Die Kapazität eines ... Maxwell[1]:

$$K = \frac{L}{\lg_{nat}(2L/a)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

...iesen Fall liegen alte Beobachtungen von Cavendish vor, ...t den Resultaten der Theorie verglichen hat. Cavendish ...pazitäten der in nachstehender Tabelle angeführten drei ...der mit der einer Kugel:

| | | I | II | III | Kugel |
|---|---|---|---|---|---|
| | $L$ | 72 | 54,2 | 35,8 | 12,1 engl. Zoll |
| | $2a$ | 0,185 | 0,73 | 2,51 | 12,1 |
| ...dish . . . | $K$ | 5,809 | [illegible] | [illegible] | 6,05 |
| ...l . . . . . | $k$ | 5,808 | [illegible] | 5,90 | [illegible] |

... sind nur Relativwerte; es ist die Kapazität der Kugel einfach ...ius in Zollen gesetzt und die Zahlen von Cavendish derart ...r multipliziert, daß für die Kugel Übereinstimmung von ...

...t u. Magnetismus, deutsche Ausgabe, I. 234

Die Übereinstimmung der beiden letzten Zeilen ist vorzüglich. Eine etwaige Wiederholung der Versuche kann am besten mit Hilfe eines genügend großen Faraday-Zylinders geschehen, in den man die zu vergleichenden Leiter nach vorheriger kurz dauernder Verbindung durch einen sehr dünnen Draht einzeln eintaucht.

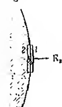
Aus Gl. (6) folgt, daß bei konstanter Länge $L$ eines Drahtes die *Kapazität um so kleiner wird, je geringer sein Durchmesser a*. Damit wird unsere früher *mitgeteilte Regel*, daß bei Untersuchung von Kapazitätsverhältnissen miteinander verbundener Leiter der Verbindungsdraht möglichst dünn zu wählen ist, theoretisch begründet. Sei z. B. $L = 10$ cm und $a = 0{,}5$ mm $= 0{,}05$ cm, dann ist $2L/a = 400$ und $lg\ nat\ 400 = 8{,}29$, also $K = 10/8{,}29 = 1{,}21$ cm.

Wird der Draht als Verbindungsstück mehrerer Leiter benutzt, so wird durch die Nähe dieser mit dem Draht gleichnamig geladenen Leiter seine Kapazität noch verringert, so daß sie gegenüber einigermaßen großen Leitern kaum in Betracht kommt. Jedenfalls gestattet Gl. (6) stets zu entscheiden, welcher Fehler im ungünstigsten Falle durch Vernachlässigung der Kapazität des Verbindungsdrahtes begangen wird.

**§ 89. Weitere Folgerungen aus dem Gaussschen Satze.** Wir wollen im folgenden einige früher rein empirisch gefundene Gesetze aus dem Gaussschen Satze ableiten. Da der Gausssche Satz das Coulombsche Gesetz zur Voraussetzung hat, so wird durch die erfahrungsmäßige Richtigkeit der betreffenden Gesetze wieder auf indirektem Wege das Coulombsche Gesetz bestätigt.

Wir betrachten zunächst ein aus der Oberfläche eines Leiters abgegrenztes Flächenstück $\delta o$ (Fig. 227), das so klein sei, daß wir die Ladungsdichte $\varrho$ auf ihm als konstant ansehen, also seine Ladung gleich $\varrho\,.\,\delta o$ setzen können. Wir legen zwei Flächen parallel zu $\delta o$, von denen die eine (1) außerhalb des Leiters in Luft, die andere (2) dagegen im Inneren der leitenden Substanz verläuft. Der Abstand beider Flächen sei sehr klein gegenüber dem größten Durchmesser von $\delta o$. Beide Flächen bilden zusammen mit einer ihren Rand umgebenden zylindrischen Fläche einen geschlossenen Raum, der $\delta o$ vollständig umgibt. Bilden wir über die Oberfläche dieses Raumes die Summe $\Sigma E_n \delta o$, so trägt zu der Summe nur die Fläche 1 etwas bei; denn Fläche 2 liegt im Inneren der Leitersubstanz, wo im Gleichgewicht (für jedes Kraftgesetz) die Kraft Null sein muß, und die Zylinderfläche liegt parallel zur Kraft, so daß dort die Normalkomponente $E_n = 0$ wird. Wenn wir mit $E_n'$ die ins Dielektrikum hinein, also von der Leiteroberfläche weg gerechnete elektrische Kraft bezeichnen, die ja senkrecht zur Oberfläche stehen muß, so wird nach dem Gaussschen Satz:

Fig. 227.




$$\Sigma E_n \delta o = -E_n'\,.\,\delta o = -4\pi\varrho\,.\,\delta o$$

oder:

$$E_n' = 4\pi\varrho \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1$$

(Im folgenden wird, wo keine Verwechslung möglich ist, der Indexstrich an $E$ wieder fortgelassen.)

sen muß. Sei nun $AB$ eine solche Kraftröhre, längs welcher wir eine

Fig. 228.

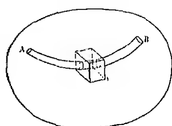
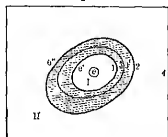



Fig. 229.




nheitsladung von $A$ bis $B$ bewegen wollen; dann müßte, da ja überall die wegung in der Kraftrichtung erfolgt, dabei notwendigerweise eine positive beit geleistet werden, die gleich der Potentialdifferenz zwischen $B$ und $A$ re. Da nun aber $B$ und $A$ auf der Oberfläche eines im Gleichgewicht be-dlichen Leiters, d. h. auf einer Niveaufläche (§ 87, Satz A.) liegen, so ist Potentialdifferenz und damit auch die Arbeit Null. Daraus folgt aber, ß auch die Kraft längs des ganzen Weges gleich Null ist, daß also eine Inneren von einem Punkte der Oberfläche zu einem anderen ver-ufende Kraftlinie gar nicht existieren kann. Wenn aber weder n einem Punkt der inneren Oberfläche zu einem anderen verlaufende, noch ch im Inneren entspringende oder endende Kraftröhren existieren können, folgt notwendig:

B. Im Inneren eines beliebigen geschlossenen Hohlraumes, ssen Wand sich auf überall gleichem Potential befindet, istiert keine elektrische Kraft, wenn keine isolierten dungen in dem Hohlraum vorhanden sind.

Wir können uns nunmehr den Hohlraum beliebig mit leitender Substanz sgefüllt denken; da keine elektrische Kraft im Inneren herrscht, so findet ch keine *Einwirkung* auf die eingebrachten Leiter statt (die natürlich un-laden sein müssen) und das Gleichgewicht bleibt ungeändert.

Wir gehen nunmehr zum Beweise des Faradayschen Influenz-setzes (s. § 72) über; ein hohler Leiter (Fig. 229) sei von den beiden

Flächen (1) und (2) begrenzt. In seinem Hohlraum befinde sich eine Ladung $e$, die man sich durch eine nachträglich verschlossene Öffnung eingeführt denken mag. Auf der Fläche (1) befinde sich die Ladung $e'$, auf (2) die Ladung $e''$. Den Hohlraum bezeichnen wir als den Raum I, den Raum außerhalb des Leiters bis zur Wand des Beobachtungszimmers (Fläche 4) als den Raum II.

Durch das Innere der leitenden Masse selbst legen wir eine geschlossene Fläche (3), auf die wir den Gaussschen Satz anwenden. Da im Inneren des Leiters selbst die Kraft $E = 0$ ist, so folgt für die über die Fläche (3) erstreckte Summe:

$$\Sigma E_n \,.\, \delta o = 0 = -4\pi (e' + e)$$

oder:

$$e' = -e \text{ (Faradaysches Influenzgesetz)} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

War der Leiter anfänglich ungeladen, so folgt von selbst

$$e'' = -e' = e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Wir leiten nunmehr den Hohlleiter zur Erde ab, d. h. wir bringen ihn auf dasselbe Potential, wie die Zimmerwand (4).

Dann ist der Raum II von den Wänden (2) und (4) begrenzt, die sich auf demselben Potential befinden. Weitere Ladungen sind in II nicht enthalten, somit ist nach Satz B. *im ganzen Raume II die elektrische Kraft gleich Null.* Damit ergibt sich die in § 66 gefundene Schirmwirkung einer abgeleiteten Hülle als Folgerung des Coulombschen Gesetzes.

Wenn der Hohlleiter abgeleitet und somit die Kraft im Raume II, also auch an der Fläche (2), überall gleich Null ist, so folgt aus Gleichung (1), daß auf der ganzen Fläche 2 auch die Ladungsdichte $\varrho = 0$ ist; es ist also

$$\underline{e'' = 0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wenn der Leiter abgeleitet ist und im Raume II keine weiteren Ladungen vorhanden sind.

Wir denken uns nunmehr den Hohlleiter durch einen längs der Fläche 3 geführten Schnitt in zwei ineinandergeschachtelte Teile zerschnitten. Sei jetzt Fläche (3) die Außenfläche des innern und (3') die Innenfläche des äußeren Teiles.

Sind beide Teile des Leiters zur Erde abgeleitet, so befindet sich weder an 2 noch an 3 und 3' eine Ladung. Der innere Teil schirmt den äußeren vollständig gegen die Wirkung der in seinem Inneren befindlichen Ladungen $e$ und $e'$. Wenn wir jetzt die Erdleitungen aufheben und der Fläche (2) eine beliebige Ladung $e'''$ erteilen, so erfährt diese von den Innenladungen keine Einwirkung, ihre Gleichgewichtsverteilung ist also unabhängig davon, an welcher Stelle des Hohlraumes sich $e$ befindet. Da ferner weder $e'''$ für sich allein, noch auch $e$ und $e'$ zusammen eine Kraft an den Flächen 3' und 3 ausüben können, so ändert sich auch nichts, wenn wir jetzt die Schnittflächen wieder vereinigen.

Da wir nun über die Gestalt der Fläche 2, außer daß sie allseitig geschlossen sein soll, nichts vorausgesetzt haben, so können wir auch die Oberfläche der Blättchen eines mit dem Leiter verbundenen Elektrometers noch hinzurechnen und finden somit als Folgerung des *Gaussschen Satzes:*

C. Die Ladungsverteilung auf einem mit einem Hohlleiter (Faraday-Zylinder) verbundenen Elektrometer und damit auch

*lag, ist unabhängig von der Lage der in das Innere gebrachten Ladung.*
erfahrungsmäßigen Resultate des § 71.)

**pazität eines Kondensators** (s. auch § 94). Wir betrachten
i ebenen Platten bestehenden Kondensator; der Abstand der
in gegen ihren Durchmesser (Fig. 230)[1]. Die Kraftlinien, die
e zur anderen verlaufen, müssen auf beiden Platten senkrecht
ivonnflächen müssen,
selbst Niveauflächen
Nähe der Platten
l sein. Sie müssen
ongsten stehen, wo
ftlinien am engsten
edingungen sind, wie
plizierte theoretische
igt, nur erfüllt, wenn,
der Umgebung der
tten, die Kraftlinien
en Platten verlaufende
nd die Niveauflächen
rallele Ebenen sind.
auch der Querschnitt
re längs ihrer ganzen
on einer Platte bis
erselbe, die Kraft $E$
und da der Abstand
en gleich $V/E$, so ist
nstant. Wegen der
er Niveauflächen ist
aft auch längs einer
veaufläche konstant,
ich nicht dem Rande
rt. Daraus folgt:

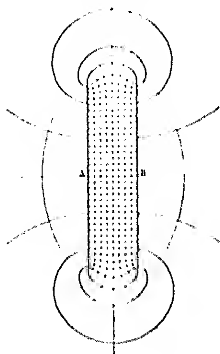


Fig. 230.

**em ganzen Zwischenraum der Platten eines Kon mit Ausnahme der Nähe des Randes) ist die elek dstärke konstant.**

rische Feld im Innern eines Plattenkondensators ist also ein
Feld" (vgl. § 20).

*achte ferner den Feldverlauf in der Nähe der Ränder und an* der Platten und vergleiche die Figur mit den experimentell ftlinien in Fig. 219. Da die Dichte der Kraftlinien außen viel ls innen, so folgt nach § 80, Gleichung (1), daß auch die außen viel geringer ist und der weitaus größte Teil der Ladung eite sitzt.

[1] nach Maxwell, Elektrizität und Magnetismus, I, Taf. XIII. Die
l stark, die Niveaulinien schwach ausgezogen.

Ist die eine Platte auf dem Potential $\Phi_A$, die andere auf dem Potential $\Phi_B$, so ist $\Phi_A - \Phi_B$ die Arbeit, die bei der Verschiebung einer Einheitsladung von der Platte $A$ zur Platte $B$ gewonnen wird. Ist $E$ die (nach Satz A. konstante) elektrische Kraft zwischen den Platten, $d$ der Plattenabstand, so können wir die Arbeit auch als Produkt von Kraft und Weg ausdrücken; wir erhalten also:

$$E.d = \Phi_A - \Phi_B \text{ oder } E = (\Phi_A - \Phi_B)/d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Da die Niveauflächen in konstantem Abstande aufeinanderfolgen, das Potential zwischen den Platten also überall mit gleicher Geschwindigkeit beim Fortschreiten längs einer Kraftlinie sich ändert, so mißt $E = (\Phi_A - \Phi_B)/d$ auch die räumliche Änderungsgeschwindigkeit des Potentials, das „Potentialgefälle", zwischen den Platten.

Nach Gleichung (1) des vorigen Paragraphen ist ferner $E = 4\pi\varrho$; ist also $\Phi_A > \Phi_B$, so ist $E$ an der Platte $A$ ins Dielektrikum hineingerichtet oder positiv, also auch $\varrho$ positiv. An der Platte $B$ ist $E$ vom Dielektrikum zur Platte gerichtet, also $\varrho$ negativ. Da ferner $E$, somit auch $\varrho$, abgesehen von der Nähe des Randes, konstant ist, so wird, wenn $q$ die innere Oberfläche einer Platte bedeutet, die gesamte Ladung einer Platte:

$$e = \varrho . q = Eq/4\pi = (\Phi_A - \Phi_B) . q/4\pi d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die Kapazität $K$ ist gleich derjenigen Ladung, die die Potentialdifferenz 1 hervorbringt, also:

$$K = q/4\pi d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

oder in Worten:

B. Die Kapazität eines Plattenkondensators ist der Oberfläche direkt, dem Abstande der Platten umgekehrt proportional.

Dieser in § 78 empirisch gefundene Satz ist bloß angenähert gültig, weil in der Nähe des Randes die Ladung nicht mehr gleichmäßig verteilt ist und sich ferner auch auf der Rückseite der Platten eine geringe Ladung befindet. Eine genauere Lösung mit Berücksichtigung der „Randkorrektion" hat Kirchhoff[1]) gegeben.

Die angenäherte Gleichung (3) gilt auch dann noch, wenn der Kondensator aus einander parallelen gekrümmten Flächen besteht, deren Abstand überall klein gegen den Krümmungsradius ist.

Daß, nach Gleichung (2), die Ladung $e$ des Kondensators nur von der Potentialdifferenz der Belegungen, nicht von den Absolutwerten der

[1]) Berl. Akad. Ber. 1877. Die vollständige Formel für die Kapazität eines Kondensators, der aus zwei kreisförmigen Platten vom Radius $R$, dem Abstand $d$ und der Plattendicke $b$ besteht, und dessen eine Platte abgeleitet ist, lautet (angenähert und nur gültig, solange $d$ und $b$ klein gegen $R$ sind):

$$K = \frac{R^2}{4d} + \frac{R}{4\pi}\left[lg_{nat}\frac{18.(d+b)R}{d^2} + \frac{b}{d}\,lg_{nat}\frac{d+b}{b} + 2\right],$$

für ∞ dünne Platten ($b = 0$) geht diese Formel in die Clausiussche über.

$$K = \frac{R^2}{4d} + \frac{R}{4\pi}\left[lg_{nat}\frac{18.R}{d} + 2\right].$$

Nach Messungen von J. Otomencic (Wiener Akad. Ber. 1882) stimmen beide Formeln gut mit der Erfahrung überein.



sich an der Innenseite der äußeren Kugel, wenn sie zur Erde abgeleitet ist, nach § 72 und 80 eine Influenzladung $-e$. Beide Ladungen sind gleichmäßig verteilt. Das Potential der äußeren Kugel ist gleich der Summe der Potentiale, die jede Ladung für sich hervorbringen würde, also:

$$\Phi_a = e/r_a - e/r_a = 0;$$

denn nach § 87 wirken die auf den Kugeln gleichmäßig verteilten Ladungen so, als wenn sie im Mittelpunkt konzentriert wären.

An der inneren Kugel ruft die eigene Ladung das Potential $e/r_i$ hervor. Die äußere Ladung dagegen gibt, als auf der Oberfläche eines rings geschlossenen Raumes befindlich, für sich allein keine Kraft im Innern, und das von ihr herrührende Potential hat im Innern denselben Wert wie auf der Oberfläche $r_a$, nämlich $-e/r_a$. Das ganze Potential auf der inneren Fläche ist also:

$$\underline{\Phi_i = \Phi_i - \Phi_a = e(1/r_i - 1/r_a)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Ist die äußere Kugel nicht zur Erde abgeleitet, sondern besitzt noch auf ihrer Außenfläche eine Ladung $e''$, so kommt sowohl zu $\Phi_a$, als auch zu $\Phi_i$ noch der Betrag $e''/r_a$ hinzu, die Differenz bleibt also ungeändert (vgl. § 75, Satz O.).

Aus Gleichung (4) folgt für die Kapazität, also diejenige Ladung $e$, für die $\Phi_i - \Phi_a = 1$, der Wert:

$$\underline{K = r_a r_i/(r_a - r_i)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Eine experimentelle Prüfung dieser Gleichung ist von Gaugain[1]) ausgeführt worden, wobei sich gute Übereinstimmung ergab.

Ist die Differenz der Radien $d = r_a - r_i$ klein gegen den mittleren Radius $r$, so kann man angenähert schreiben:

$$\underline{K = r^2/d} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5')$$

was durch Erweiterung mit $4\pi$ übergeht in $K = q/4\pi d$, wo $q$ die Oberfläche der Kugel; Gleichung (5') ist also mit der allgemeinen Annäherungsgleichung (3) identisch.

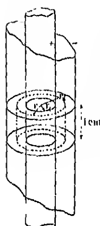
---

[1]) Ann. de chim. et phys. 64, 174, 1862.

### b) Zylinderkondensator.

Der Kondensator bestehe aus zwei konzentrischen Kreiszylindern, die wir zunächst *als unendlich lang betrachten wollen* (*Fig.* 232). Nach Symmetrie müssen die Kraftlinien alle geradlinig und radial verlaufen. Schneiden wir also aus dem Kondensator durch zwei Schnitte, die senkrecht zur Achse gelegen und 1 cm voneinander entfernt sind, eine Scheibe heraus, so besitzt die elektrische Kraft keine Komponente senkrecht zu diesen Schnittflächen. Seien wieder $r_i$ und $r_a$ die Radien der beiden leitenden Zylinder und $r$ derjenige einer zwischen beiden gelegenen, bloß gedachten Zylinderfläche. Wir wenden den Gaussschen Satz auf den Raum an, der von dieser Fläche mit dem Radius $r$ und den beiden Schnittflächen eingeschlossen ist. Die elektrische Kraft $E_r$ (positiv gerechnet in Richtung der wachsenden $r$) ist senkrecht zu der Zylinderfläche, und parallel den Schnittflächen, es ist also die über die ganze innere Oberfläche des betrachteten Raumes erstreckte Summe:

Fig. 232.




$$\Sigma E_n \delta o = 2\pi r . E_r = 4\pi e_1 \quad \ldots \quad (6)$$

wenn $e_1$ die auf einem Stück des inneren Zylinders von 1 cm Länge vorhandene Ladung ist. Daraus folgt:

$$E_r = 2 e_1 / r \quad \ldots \quad (7)$$

Im Zwischenraume zwischen zwei unendlich langen, gleichmäßig geladenen Zylindern ist also die elektrische Kraft der ersten Potenz der Entfernung von der Achse umgekehrt proportional. Verschieben wir eine Einheitsladung um $\delta r$, so ist die geleistete Arbeit $E_r . \delta r$; die Arbeit ist aber auch gleich der Abnahme des Potentials $-\delta\Phi$ längs des Weges $\delta r$; es ist also

$$-\delta\Phi = E_r . \delta r = 2 e_1 . \delta r / r \quad \ldots \quad (8)$$

Nun ist aber $\delta r/r$ gleich der Änderung von $lg_{nat}(r)$; denn es ist:

$$\delta(lg_{nat} r) = lg_{nat}(r + \delta r) - lg_{nat}(r) = lg_{nat}(1 + \delta r/r).$$

Ist nun $\delta r$ sehr klein gegen $r$, so kann man nach einem bekannten Satz über die Eigenschaften des natürlichen Logarithmus schreiben:

$$lg_{nat}(1 + \delta r/r) = \delta r/r.$$

Also:

$$\delta(lg_{nat} r) = \delta r/r.$$

Somit wird

$$-\delta\Phi = 2 e_1 . \delta(lg_{nat} r) \quad \ldots \quad (9)$$

Nehmen wir nun beiderseits die Summe aller Änderungen von dem Anfangswert für $r = r_i$ bis zum Endwert für $r = r_a$, so erhalten wir einfach die Differenz von End- und Anfangswert, also:

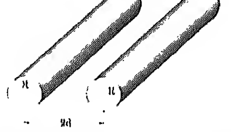
$$\frac{(\Phi_i - \Phi_a)}{2 e_1} = lg_{nat} r_a - lg_{nat} r_i = lg_{nat}(r_a/r_i) \quad \ldots \quad (10)$$

Setzen wir jetzt wieder die Potentialdifferenz gleich 1, so wird $e_1 = K_1$, d. h. gleich der Kapazität pro Centimeter Länge eines unendlich langen Zylinderkondensators, oder

…Falle in Wirklichkeit nicht genau den angenommenen Grenzbedingungen.
Wir können deshalb die Kapazität eines endlichen Zylinders
…on der Länge $L$ aus zwei Summanden $(K_1 L)$ und $k_2$ zu…
… von denen der eine proportional der Länge wächst, der
… den Einfluß der für die Berechnung nicht zugänglichen
„Endkorrektion", darstellt. Haben wir also einen Zylinder-

…3.

Fig. 214




kondensator von variabler Länge, so läßt sich seine Kapazität durch eine Formel von folgender Gestalt darstellen:

$$K = K_1 . L + k_2 \quad \ldots \quad (13)$$

wobei für $K_1$ entweder Gleichung (11) oder (11′) einzusetzen ist.

Diese Formel gilt z. B. für den in Fig. 186 u. 187 dargestellten regulierbaren Gerdienschen Zylinderkondensator. Hat man zwei Zylinderkondensatoren …lich, aber verschiedener Länge, so ist zwar die Kapazität jedes … berechenbar, wohl aber ihre Differenz, die man einfach durch …des Ausdruckes (11) mit der Längendifferenz erhält. Man …renz dann unter Anwendung geeigneter Meßmethoden als …tät zur Bestimmung anderer Kapazitäten benutzen. Fig. 21… … Normalkapazität nach H. Gerdien[1]), dieselbe besteht aus …alenstück, auf das bei $A$ und $B$ ein äußerer und ein innerer

…Zeitschr. 5, 294, 1904. Fabrikant Spindler u. Hoyer, Göttingen.

Zylinder aufgesetzt werden. Der innere Zylinder ist durch einen Bernsteinpfropf isoliert. Es gehören zu dem Kondensator je zwei äußere und innere Zylinder von gleichem Durchmesser, aber von für beide Zylinder um den gleichen Betrag verschiedener Länge.

Es sei noch ohne Beweis die Formel für die *gegenseitige* Kapazität eines für spätere Untersuchungen wichtigen Systems angegeben, das aus zwei unendlichen parallelen Zylindern vom Radius $R$ und Achsenabstand $2d$ besteht (s. Fig. 234). Es ist die Kapazität pro Längeneinheit:

$$K = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{lg_{nat} \dfrac{d + \sqrt{d^2 - R^2}}{R}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (14)$$

oder, wenn $R$ klein gegen $d$, angenähert [1]):

$$K_1 = \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{lg_{nat} \dfrac{2d}{R}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (14')$$

**§ 91. Verteilungsprobleme; elektrische Bilder.** Ist schon die Aufgabe, die Verteilung der Elektrizität auf einem von allen anderen weit entfernten Leiter zu finden, mit großen Schwierigkeiten verknüpft, so gilt dies noch viel mehr für die Verteilung auf mehreren sich gegenseitig influenzierenden Leitern. Im vorigen Paragraphen ist dies Problem für konzentrische Kugeln und Zylinder gelöst worden. Wir wollen im folgenden wenigstens eine der Methoden angeben, die in bestimmten Fällen die Lösung weiterer Probleme unter Anwendung elementarer mathematischer Hilfsmittel ermöglicht. Es ist die von W. Thomson [2]) (Lord Kelvin) im Jahre 1845 erfundene Methode der „elektrischen Bilder", zu deren Anwendung wir noch eines besonderen Hilfssatzes bedürfen, dessen Richtigkeit so unmittelbar evident scheint, daß wir ihn hier einfach ohne Beweis mitteilen wollen; er lautet:

A. Es gibt bei gegebener Lage und Ladung der Leiter nur eine einzige Lösung des Verteilungsproblems, *es kann also niemals die Elektrizität auf einem Leiter zwei verschiedene Gleichgewichtszustände annehmen.*

Wir wollen von diesem Satze sogleich eine Anwendung machen: Seien zwei Leiter $A$ und $B$ (Fig. 285) mit den Ladungen $e_1$ und $e_2$ gegeben, $e_1$ sei + und $e_2$ sei −; wir betrachten eine Niveaufläche $f$, die $e_2$ vollständig umschließt. Die Kraftröhren stehen überall senkrecht auf dieser Niveaufläche. Wenn wir uns nun die Niveaufläche auf der Innenseite überall mit positiver Elektrizität von der Dichte: $\varrho_i = + E/4\pi$ und auf der Außenseite mit negativer von der Dichte $\varrho_a = - E/4\pi$ belegt denken, so wird durch diese Belegungen, die ja, weil entgegengesetzt gleich, an jedem Punkte des Raumes sich in ihrer Wirkung aufheben, nichts an der Kraftverteilung im Raume geändert. Da an der Innenseite $E$ überall senkrecht zur Fläche nach innen weist, also $E = E_n$ ist, so ist nach dem Gaussschen Satz:

$$\Sigma E d\sigma = -4\pi e_2.$$

[1]) Beweis: s. Abraham-Föppl, Theorie d. Elektr. I, 340.
[2]) Reprint of papers, p. 52.

aber auch:

$$\Sigma E d a = 4\pi \Sigma \eta_i d a = 4\pi e_{i i}$$

gesamte fingierte Ladung auf der Innenseite von $f$. Also:

$$e_i = e_2.$$

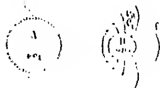
nso ist die gesamte Ladung der Außenseite

$$e_i + e_2.$$

ken wir uns nun die Niveaufläche durch eine leitende Fläche ieher Gestalt ersetzt, so wird zunächst auf der Innenseite dieser ach dem Faradayschen Influenzgesetz eine Ladung $-e_2$, also von Betrage wie die fingierte Ladung $e_2$, entstehen.

n man dann $e_2$ mit der Innenseite zur Berührung bringt, so werden $-e_2$ sich neutralisieren und nur $e_i$ auf der Außenfläche übrig bleiben. n leicht zu be- daß die vorher meneVerteilung uf der Außen- rade die Gleich- verteilung ist, r dem Einfluß f sie aufge- Ladung $e_i$ und chzeitigen in- nden Wirkung tstehen würde. ftlinien stehen außen überall t auf der Ober- e Verteilung im me ist quellen- die Ladungs- tspricht überall der Gleichung $4\pi\eta_i = E_n$, entspricht also der g (1) des § 89. Die Bedingungen für den Gleichgewichtszustand sind üllt und eine zweite Gleichgewichtsverteilung ist nach dem Satz A. lich.

Fig. 235.



n wir also für irgend ein beliebiges System von Leitern die Ver- er Kraftlinien und Niveauflächen berechnen können, so lassen sich ofort die Verteilungen für eine Reihe anderer Fälle angeben, die wir wenn wir einen der Leiter durch eine ihn umschließende fläche ersetzen und dieser dieselbe Ladung erteilen, die er hatte. Außerhalb des von dieser Niveaufläche umschlossenen bleibt dann alles unverändert. Die früher betrachtete gleichmäßig Kugel ist z. B. nur ein Spezialfall hiervon. Die Niveauflächen um ß gedachte) punktförmige Ladung $e$ sind nämlich konzentrische von denen wir jede beliebige durch eine leitende Kugel ersetzen die die Ladung $e$ besitzt. Dann ist außerhalb der Kugel das Feld wie es die Punktladung hervorbringen würde.

speziell die herausgegriffene Niveaufläche das Potential Null, so s der gefundene Satz die Lösung des Problems der Influenz der

außerhalb dieser Fläche befindlichen Ladungen auf einen zur Erde abgeleiteten Leiter von der Gestalt und Lage der Niveaufläche. Als Beispiel nehmen wir das Problem der **Influenz einer Punktladung auf eine abgeleitete Kugel:**

Betrachten wir zunächst zwei Punktladungen $e_1$ und $e_2$ in $A$ und $B$ (*Fig.* 236), *wobei wieder* $e_1$ *positiv*, $e_2$ *negativ* und dem Betrage nach kleiner als $e_1$ sei. Dann ist an jedem Punkte des Raumes

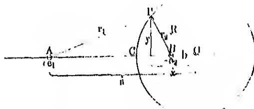
$$\varphi = e_1/r_1 + e_2/r_2 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

*Da* die beiden Ladungen *entgegengesetzte Vorzeichen* haben, so gibt es eine Niveaufläche, für die $\varphi = 0$ ist und deren Gleichung lautet:

$$e_1/r_1 + e_2/r_2 = 0 \text{ oder } \underline{r_2/r_1 = -e_2/e_1 = k} \quad \ldots \quad (2)$$

Diese Fläche, deren sämtliche Punkte $P$ ein konstantes Abstandsverhältnis $r_2/r_1 = k$ von den beiden Punkten $A$ und $B$ haben, ist eine den

Fig. 236.




Punkt $B$ exzentrisch umschließende Kugel. Sei $O$ ihr Mittelpunkt und $AO = a$, $BO = b$, $R$ ihr Radius, dann ist nach bekannten geometrischen Sätzen:

$$R = k.a \text{ und } b = k^2.a = R^2/a \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Nunmehr können wir uns die kugelförmige Fläche vom Radius $R$ durch eine zur Erde abgeleitete Metallkugel ersetzt denken; dann ist nach dem oben gefundenen Satz der Verlauf der elektrischen Kraft **im Raume außerhalb der Kugel** unter dem verteilenden Einfluß einer Ladung $e_1$ *genau so, wie er durch das Zusammenwirken von* $e_1$ *mit einer fingierten* Ladung $e_2$ im Inneren der Kugel sein würde. Dabei ist, wenn der Kugelradius $R$, die Entfernung $AO = a$ und die Ladung $e_1$ gegeben sind, Lage und Größe von $e_2$ bestimmt durch:

$$\underline{b = R^2/a} \text{ [nach Gleichung (3)]} \quad \ldots \quad (4)$$

und

$$\underline{e_2 = -e_1 . R/a} \text{ [Gleichung (2) und (3)]} \quad \ldots \quad (5)$$

Nach W. **Thomson** nennt man die fingierte Punktladung $e_2$, die in *ihrer Wirkung nach außen die auf der* Kugeloberfläche influenzierte wirkliche Ladung $e_2$ vollständig ersetzt, das „**elektrische Bild**" von $e_1$.

Damit ist das Verteilungsproblem völlig gelöst, denn für zwei Punktladungen läßt sich der Verlauf der Kraftlinien nach den in § 15 gegebenen Regeln vollständig zeichnen.

Statt [illegible] sich, wenn wir die Entfernungen vom [illegible] Kugel [illegible] $l_1$ und $BC$ [illegible] $l_2$ setzen, schreiben:

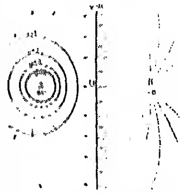
$$l \ldots l_1 \ldots R(R \ldots l_1) \qquad (6)$$

und

$$\ldots R(R \ldots l_1) \qquad (7)$$

Für den Spezialfall, daß $R$ [illegible] $\infty$, geht die Kugel in eine leitende Ebene über, dann wird [illegible] $l_2$ [illegible] $l_1$ und $e_2$ [illegible] $-e_1$. Das elektrische Bild ist dann [illegible] dem optischen Spiegelbilde (Fig. 237).

Ist [illegible] die influenzierte Kugel nicht zur Erde abgeleitet, sondern hatte sie vorher eine eigene Ladung [illegible], so superponiert sich diese einfach der nach obigen Gleichungen bestimmten Influenzladung.


Fig. 237.

[illegible] Kraft [illegible] Kugel [illegible] hatte [illegible] Influenzladung [illegible] $R$ [illegible] Ladung [illegible] $e_2$ [illegible] $e_2$ [illegible] Das geschieht durch gleichmäßige [illegible] Bezüglich der Wirkung nach außen [illegible] $e_2$ im Mittelpunkt konzentriert denken, das äußere Kraftfeld [illegible] Punktladungen $e_1$ im Punkte $A$, $e_2$ als elektrisches Bild [illegible] Punkte $B$ und [illegible] $e_3$ im Kugelmittelpunkt. Das Potential der Kugel [illegible] $e_3/R$ [illegible] $e_1/a$, also ebenso groß, wie es [illegible] Kugelmittelpunktes unter dem alleinigen Einfluß von $e_1$ wäre. Fig. [illegible] zeigt den Feldverlauf.

Für die Theorie der [illegible] Drehwage ist der Fall zweier gleich großer, gleich- oder entgegengesetzt geladener Kugeln wichtig; infolge ihrer gegenseitigen Einwirkung sind ihre Ladungen nicht mehr gleichmäßig verteilt, sondern bei gleichem Vorzeichen nach außen, bei ungleichem nach innen zusammengedrängt. Die Lösung des Verteilungsproblems mittels elektrischer Bilder geschieht derart, daß man sich zunächst die Ladung der einen Kugel im Mittelpunkte konzentriert denkt und ihr Bild in der anderen Kugel bestimmt. Dieses Bild, sowie die wahre, zunächst auch im Mittelpunkte konzentriert gedachte Ladung der zweiten Kugel erzeugen dann wieder Bilder in der ersten Kugel usw. Man erhält schließlich eine unendliche Reihe elektrischer Bilder in jeder Kugel, die zusammen im Außenraume die wirklichen Ladungen ersetzen. Die Ladungen der Bilder stellen eine konvergente Reihe dar, so daß [illegible] Summe gleich der wirklichen Ladung, ergeben. Die Anziehung oder Abstoßung der Kugeln ist gleich derjenigen, die sämtliche Bilder aufeinander ausüben.

Die Resultate der [illegible] Berechnung hat Thomson in einer Tabelle niedergelegt, die [illegible] Wiedemann, Elektrizität I, S. 58, abgedruckt ist. Als Beispiel diene die Angabe, daß für zwei Kugeln vom Radius $R$ mit dem Mittelpunktsabstand $r$ [illegible] $4R$, zwischen die sich also ge-

rade noch eine gleichgroße Kugel einschieben läßt, die gegenseitige Abstoßung nicht $e_0^2/16\,R^2 = 0{,}0625\,.\,e_0^2/R^2$, sondern $0{,}0585\,e_0^2/R^2$ beträgt. Die Abweichungen vom einfachen Coulombschen Gesetz für die im Mittelpunkte vereinigt gedachten Gesamtladungen sind also selbst bei dieser schon nicht mehr gegen den Radius großen Entfernung noch ziemlich gering

**§ 92. Elektrische Energie.** Wenn wir einen Leiter laden, etwa mittels eines Elektrophors, so haben wir dabei Arbeit aufzuwenden, denn die bereits auf dem Leiter befindliche Ladung übt eine abstoßende Kraft auf die neu hinzugefügten Ladungen aus, die überwunden werden muß. Wir können die gesamte Arbeit, die bei der Ladung des Leiters aufgewandt worden ist, als seine „elektrische Energie" bezeichnen [1]).

Wir wollen die Energie eines Leiters von der Kapazität $K$ und der Ladung $e$ bzw. dem *Potential* $\Phi$ *berechnen:*

Von früher her [§ 87, Gleichung (11)] haben wir die Beziehung:

$$e = K\,.\,\Phi \text{ oder } \Phi = e/K \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wir denken uns nun die Ladungen in Form von sehr kleinen Teilladungen $\delta e$ allmählich auf den Leitor gebracht. Wenn das Potential vor Hinzufügung einer solchen Teilladung $\Phi'$, nachher $\Phi' + \delta\,\Phi$ ist, so können wir als mittleres Potential während der Zuführung von $\delta e$ den Wert $\Phi' + \delta\Phi/2$ annehmen; die Arbeit, die wir leisten, um die Ladung $\delta e$ von dem Potential 0 bis auf dieses Potential zu bringen, ist:

$$\delta A = \delta e\,(\Phi' + \delta\Phi/2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Da nun das Potential selbst sich während des Aufbringens der einzelnen Teilladungen ändert, so ist die Arbeit für die ersten Teilladungen noch gering, und wird mit zunehmender Ladung immer größer. Für die erste Teilladung ist die Arbeit:

$$\delta e\,.\,\delta\Phi/2,$$

denn anfangs ist $\Phi' = 0$; für die letzte Teilladung beträgt sie:

$$\delta e\,.\,(\Phi - \delta\Phi/2),$$

denn vor dem Aufbringen der letzteren Teilladung ist $\Phi' = \Phi - \delta\Phi$, wo $\Phi$ den endgültigen Wert des Potentials bedeutet.

Die Summe der ersten und letzten Teilarbeit beträgt:

$$\delta e\,.\,\Phi.$$

Genau denselben Wert erhält man, wenn man die zweite Teilarbeit mit der vorletzten, die dritte mit der drittletzten kombiniert usw. Die Gesamtzahl der so erhaltenen Einzelarbeiten vom Betrage $\delta e\,.\,\Phi$ ist gleich der halben Anzahl $n/2$ der Teilladungen. Die gesamte Arbeit beträgt also $\delta e\,.\,\Phi\,.\,n/2$. Da nun $n\,.\,\delta e = e$, d. h. gleich der gesamten Ladung ist, so erhalten wir für die geleistete Arbeit oder die elektrostatische Energie den Wert:

$$U = e\,.\,\Phi/2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3\,a)$$

oder, wenn man mittels Gleichung (1) entweder $e$ oder $\Phi$ eliminiert:

$$U = e^2/2\,K \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3\,b)$$

und

$$U = \Phi^2 K/2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3\,c)$$

---

[1]) Eine früher vielfach gebräuchliche, jetzt aber fast aufgegebene Bezeichnung für diese Energie war auch: „Potential des Leiters auf sich selbst".

und wird im Schließungskreise in Wärme verwandelt [1].

Da die Wärmeentwickelung sich über den ganzen Schließungskreis verteilt, so wird je nach den Längenverhältnissen des Schließungsdrahtes außerhalb und des Heizdrahtes innerhalb des Riessschen Thermometers ein verschiedener Bruchteil der gesamten Energie im Thermometer zum Vorschein kommen. Wenn wir aber die Verhältnisse im Schließungskreise konstant halten, so ist dieser Bruchteil für alle Versuche derselbe und kann als relatives Maß für die gesamte Energie des Kondensators dienen [2].

Die folgende Tabelle enthält die Resultate einer Riessschen Versuchsreihe. Die Kapazität wurde durch Parallelschalten von mehr oder weniger einander gleichen Leidener Flaschen geändert; die Ladungen wurden mittels einer Laneschen Maßflasche gemessen. Unter $h$ stehen die gemessenen Ausschläge des Luftthermometers.

| Flaschenzahl | 2 | 4 | 6 |
|---|---|---|---|
| Ladung | $h$ | $h$ | $h$ |
| 2 | 1,9 | | |
| 4 | 11,4 | 6,4 | 5,2 |
| 6 | 26,9 | 14,6 | 11,0 |
| 8 | | 29,2 | 18,0 |

Aus den Horizontalreihen geht hervor, daß bei gleicher Ladung die Ausschläge den Kapazitäten umgekehrt proportional sind (Satz II). Aus den

[1] Pogg. Ann. 40, [illegible] 7, 13, 19, 1838.

[2] Von der Tatsache, daß ein gewisser Bruchteil auch in Form von elektromagnetischer Strahlungsenergie in den Raum hinauswandert, muß hier zunächst abgesehen werden. Die späteren Ausführungen hierüber werden ergeben, daß bei der hier in Betracht kommenden Versuchsanordnung der ausgestrahlte Bruchteil gänzlich zu vernachlässigen ist (s. Kap. „Elektrische Schwingungen“).

[3] Auch im Funken selbst wird eine gewisse Wärmemenge produziert. Sie folgt etwas anderen Gesetzen als die Wärmeproduktion im Drahtkreise, so daß der im Thermometer erhaltene Bruchteil, streng genommen, nicht konstant ist. Doch ist die Funkenwärme meist so klein, daß hierdurch kein nennenswerter Fehler entsteht. Näheres siehe z. B. W. Kaufmann, Wied. Ann. 60, 653, 1897.

Vertikalreihen ergibt sich, daß bei gleicher Kapazität die Ausschläge den Quadraten der Ladung proportional sind (Satz A.).

Die weiteren *Untersuchungen von* Riess über den Einfluß von Material und Gestalt der Drähte innerhalb und außerhalb des Thermometers können erst weiter unten im fünften Kapitel besprochen werden.

Sind beliebig viele Leiter mit den *Ladungen* $e_1, e_2 \ldots$ *und* den Potentialen $\Phi_1, \Phi_2 \ldots$ vorhanden, so berechnet sich durch ein dem obigen ganz analoges Verfahren die gesamte Energiemenge zu:

$$U = (e_1 \Phi_1 + e_2 \Phi_2 + \ldots)/2 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

Wenn sich ein Körper unter dem Einfluß elektrischer Kräfte bewegt, so wird dabei Arbeit auf Kosten der elektrischen Energie geleistet, die somit bei der Bewegung um einen der Arbeit gleichen Betrag abnehmen muß. Ist also $\delta A$ die bei einer sehr kleinen Verschiebung $\delta s$ geleistete Arbeit und $\delta U$ die gleichzeitige Änderung der elektrischen Energie, so ist $\delta A = -\delta U$. Andererseits ist, wenn $f_s$ die auf den verschieblichen Körper wirkende Kraftkomponente in Richtung $s$ ist, die Arbeit $\delta A = f_s \cdot \delta s$. Gleichsetzung beider Ausdrücke für $\delta A$ ergibt

$$\underline{f_s} = -\delta U / \delta s = -\underline{\delta_s U} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

wobei $\delta_s U$ die Energieänderung bei Verschiebung des Körpers um 1 cm in Richtung $s$ bedeutet. *In Worten:*

D. Die auf einen Körper wirkende Kraftkomponente in irgend einer Richtung ist gleich der Energieabnahme, die bei seiner Verschiebung um 1 cm in dieser Richtung eintritt.

Enthält das System nur einen einzigen isolierten Leiter, so ist

$$U = e \cdot \Phi / 2,$$

also, da bei einem isolierten Leiter $e$ konstant bleibt:

$$\delta U = e/2 \cdot \delta \Phi \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

Da die Bewegung in Richtung abnehmender Energie erfolgt, so besagt Gleichung (5), daß bei einer unter dem Einflusse der elektrischen Kräfte erfolgenden Bewegung, wenn der isolierte Leiter + geladen, sein Potential abnehmen, wenn er — geladen, zunehmen muß. Der bewegte Körper kann hierbei der isolierte Leiter selbst, oder irgend ein abgeleiteter Leiter oder auch ein dielektrischer Körper sein.

Setzt man nach Gleichung (8b) $U = e^2/2K$, also $\delta U = e^2/2 \cdot \delta(1/K)$ oder [vgl. die Berechnung von $\delta(1/r)$ in § 50]:

$$-\delta U = \frac{e^2}{2K^2} \cdot \delta K \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

so erhält man:

$$f_s = \frac{e^2}{2K^2} \cdot \delta_s K \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

In Worten:

E. Die Bewegungen eines isolierten Leiters, oder der in seinem Felde befindlichen sonstigen Körper erfolgen stets so, daß die Kapazität des isolierten Leiters dabei zunimmt.

Daraus folgt zum Beispiel, daß die Kapazität eines Elektrometers durch die Blättchen- oder Zeigerbewegung vergrößert wird. (Vgl. die Bemerkung hierüber auf S. 183.)

**§ 113. Faraday-Maxwellsche Vorstellung vom elektrischen Felde.** Wir haben bisher die Elektrostatik im *wesentlichen vom Standpunkte* der Fernwirkungsanschauung behandelt. Gehen wir nunmehr zur Faraday-Maxwellschen Anschauungsweise über, so bieten uns die beim Magnetismus *gewonnenen* Resultate sofort den *nötigen Leitfaden*. Wir können uns nämlich ebenso wie dort die scheinbaren Fernkräfte durch Spannungen im Dielektrikum, als daß wir vorläufig noch immer Luft- oder Vakuum annehmen, hervorgebracht denken. Dazu müssen wir ebenso wie dort einen Zug $Z$ in Richtung der Kraftlinien und einen gleichstarken Druck $D$ senkrecht dazu annehmen, vom Betrage:

$$Z = D = E^2/8\pi \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

und müssen jeder Volumeinheit des Feldes eine Feldenergie:

$$u = E^2/8\pi \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

zuschreiben. Aus dieser Annahme ergeben sich dann ganz wie beim Magnetismus eine Reihe von Sätzen, die hier einfach aufgezählt werden können:

A. **Die Elektrisierung eines Systems besteht in der Erzeugung des mit dem Namen „elektrisches Feld" bezeichneten veränderten Zustandes im Raume**, von dessen innerer Natur wir natürlich ebenso wenig etwas wissen, wie von der des magnetischen Feldes. **Das Feld stellen wir uns nach Richtung und Stärke durch Kraftröhren dar, und machen folgende Grundannahme über deren Verlauf:**

B. **Im ganzen freien Raume sind die Kraftröhren „quellenfrei" verteilt, d. h. sie können im Raume weder entspringen noch endigen.**

Die Erfahrungen über die Eigenschaften der Leiter führen zu folgendem kein magnetisches Analogon besitzenden Satz:

C. **Die Kraftröhren beginnen und endigen an den Leiteroberflächen und können an diesen frei entlang gleiten, sie befinden sich also nur im Gleichgewicht, wenn sie auf diesen Flächen senkrecht stehen.**

D. **Was wir in der Fernwirkungstheorie als „Ladungsdichte" $\varrho$ bezeichnen, ist nur eine Abkürzung für die Dichte der an dem betreffenden Flächenstück beginnenden oder endigenden Kraftröhren**, indem wir setzen: $4\pi\varrho = E_n$, wo $E_n$ die Kraftröhrendichte, d. h. die elektrische Kraft an der Oberfläche ist.

Aus Satz C. folgt ein wesentlicher Unterschied zwischen den Eigenschaften des magnetischen und des elektrischen Feldes.

Die magnetischen Kraftröhren setzen sich auch im Inneren der Magnete oder Eisenstücke kontinuierlich als Induktionsröhren fort. Die elektrischen dagegen endigen an den Leiteroberflächen. Während es also im magnetischen Felde nirgends möglich ist, einen Raumteil abzugrenzen, aus dessen Oberfläche eine andere Anzahl von Kraftröhren heraus- als hereingeht, der also nach der Sprache der Fernwirkungstheorie einen Überschuß von positivem oder negativem „wahren" Magnetismus enthält, ist dies im elektrischen

Felde wohl möglich, wenn nämlich der betreffende Raum einen Leiter enthält; d. h. es gibt isolierte Leiter, die mit einem Überschuß von Elektrizität einer Art, mit „wahrer Elektrizität", behaftet sind [1]).

Der Querschnitt einer Kraftröhre ist $q = 1/E$. Die Ladung am Anfang einer Kraftröhre ist also, da dort $E = E_n$:

$$e_1 = \rho . q = E_n/4\pi . 1/E_n = 1/4\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

In Worten:

E. Jedem Anfangsquerschnitt einer Kraftröhre entspricht in der alten Theorie eine auf ihm befindliche Ladung $+1/4\pi$, jedem Endquerschnitt eine gleich große Ladung $-1/4\pi$. Die Zahl der von einem Leiter ausgehenden Kraftröhren ist gleich seiner $4\pi$fachen „Ladung".

Im folgenden soll gezeigt werden, daß alle bisher beschriebenen elektrostatischen Erfahrungen sich aus den in den Sätzen A. bis E. zusammengestellten Eigenschaften des elektrischen Feldes oder der als Repräsentanten des Feldes gedachten Kraftröhren genau so ableiten lassen, wie es oben mit Hilfe des Coulombschen Gesetzes und des Satzes von der Konstanz der algebraischen Summe beider Elektrizitäten auf jedem isolierten Leitersystem geschehen ist. Welche von beiden Anschauungsweisen rascher und bequemer zum Ziele führt, hängt von den jeweiligen Umständen ab; daß das Resultat beider Wege stets dasselbe ist, läßt sich ganz allgemein zeigen. Jedenfalls muß auch hier, ebenso wie im entsprechenden magnetischen Falle, darauf hingewiesen werden, daß es im ganzen Gebiete der reinen Elektrostatik, also solange man sich nur mit den Eigenschaften des im Gleichgewicht befindlichen Feldes befaßt, kein Experiment gibt, das eine Entscheidung zwischen der Fernwirkungs- und der Feldtheorie gestattet. Die Entscheidung zu Gunsten der letzteren kann erst auf dem Gebiete der elektrischen Schwingungen getroffen werden.

Endlich werde, bevor wir weitergehen, noch einmal darauf aufmerksam gemacht, daß die Kraftröhren mitsamt den physikalischen Eigenschaften, die wir ihnen zuschreiben, ebenso wie früher die Fluida, nichts als Symbole sind, durch die wir das Feld und seine beobachtbaren Veränderungen beschreiben und uns räumlich vorstellen. Faradays eigene Worte hierüber lauten [2]): „Ohne Zweifel wird jede dieser Vorstellungen (Kraftlinien, Fluida usw.), die nicht allzuviel Annahmen macht, bei besonnener Anwendung zu richtigen Resultaten führen, und so müssen sie alle, soweit sie überhaupt anwendbar sind, dieselben Resultate liefern."

„Ich wünsche die Bedeutung des Wortes »Kraftlinie« so zu beschränken, daß es nicht mehr enthalte, als den Zustand der Kraft hinsichtlich ihrer Stärke und Richtung an einer gegebenen Stelle, und (einstweilen) keine Vorstellung über die Natur der physischen Ursache der Erscheinungen in sich schließe, oder mit einer derartigen Vorstellung verknüpft oder von ihr abhängig sei."

---

[1]) Die Bezeichnung „wahre" Elektrizität soll nicht etwa bedeuten, daß man es mit einem realen Fluidum zu tun hat; sie ist weiter nichts als eine Abkürzung für den aus einem Raume hervorkommenden Kraftröhrenüberschuß. Das Adjektivum „wahr" dient nur zur Unterscheidung von später einzuführenden fingierten Elektrizitätsmengen, die man als „freie" Elektrizität bezeichnet (s. § 96).

[2]) Exper. Unters. S. 3074 u. 3075.

Da nach Satz B. und C. jede Röhre *auf* einem Leiter beginnen und endigen , also ebensoviel Anfangs- wie Endquerschnitte existieren, so folgt sofort Fundamentalsatz der Fernwirkungstheorie, daß im Bereiche jedes elekhen Feldes stets gleich viel + E und — E vorhanden ist[1]).

Wir wollen nunmehr zeigen, daß der Ausdruck (2) für die Dichte der energie, durch Addition über den ganzen vom Felde eingenommenen m, zu demselben Resultat führt wie unsere frühere Betrachtung, d. h. zu chung (4) des vorigen Paragraphen.

Durch die Kraftröhren und die Niveauflächen wird der Raum in eine e von „Einheitszellen" eingeteilt (§ 49), deren Querschnitt $1/E$ und n Länge längs der Kraftröhre gemessen ebenfalls $1/E$ ist. Der Inhalt Zelle beträgt also $1/E^2$ und ihr Energiegehalt ist nach Gleichung (2): $= 1/8\pi$.

Die Zahl der längs einer Kraftröhre vorhandenen Zellen ist gleich Anzahl der die Röhre schneidenden Niveauflächen. Wenn die Röhre einem Leiter vom Potentiale $\Phi_a$ beginnt und auf einem solchen vom ntiale $\Phi_e$ endigt, so ist die Zellenzahl $\Phi_a - \Phi_e$ und der Energieinhalt Röhre: $(\Phi_a - \Phi_e)/8\pi$.

Die Gesamtenergie des Feldes erhält man also, wenn man über alle renanfänge und alle Röhrenenden die Summe bildet, zu:

$$U = (\Sigma \Phi_a - \Sigma \Phi_e)/8\pi.$$

kann nun die Anordnung der Summenglieder derart wählen, daß man or die zu einem einzelnen Leiter gehörigen Glieder zusammenfaßt, also n $\Phi_h$ das Potential des $h$-ten Leiters, $N_h$ die Zahl der auf ihm beginnenund $N'_h$ die Zahl der auf ihm endigenden Kraftröhren ist, schreibt:

$$U = 1/8\pi \,.\, \Sigma \Phi_h (N_h - N'_h).$$

ist nach Satz D.: $N_h - N'_h = 4\pi e_h$, also

$$U = 1/2 \cdot \Sigma e_h \Phi_h = (e_1 \Phi_1 + e_2 \Phi_2 + \cdots)/2,$$

mit Gleichung (4) des § 92 identisch.

**§ 94. *Influenzvorgänge in Faradayscher Auffassung.*** Fall I: ei eine mit der Ladung $+e$ behaftete Kugel gegeben. Das bedeutet im e Faradays: Die Kugel sei von einem elektrischen Felde umgeben, das $4\pi e$ von ihr ausstrahlenden Kraftröhren besteht. Alle anderen Körper seien ächst weit entfernt. Dann sind die Röhren unter dem Einflusse ihrer und Druckspannungen im Gleichgewicht, wenn sie in der Nähe der el allseitig gleichförmig in Richtung der Radien ausstrahlen. Ihre Enden n wir an den Wänden des Zimmers zu suchen. Wenn wir die Kugel gen, so bewegt sich das ganze Kraftröhrensystem mit, ohne zunächst, gstens in der Nähe der Kugel selbst, seine Gestalt wesentlich zu vern. Bloß die Enden an der Zimmerwand werden an dieser entlang en, wobei sie jedoch stets senkrecht zur Wand bleiben müssen. Da an Wand ebenso viele Röhren enden, wie von der Kugel ausgehen, so beet dies im Sinne der alten Theorie, daß sich an der Wand im ganzen

[1]) Von dem Falle, in dem sich Kraftlinien in die Unendlichkeit erstrecken, n wir hier ab. Bei Versuchen im Zimmer bildet ja stets die Wand die Bezung der Kraftröhren. Wir betrachten also nur „geschlossene" Felder.

eine Influenzladung $e' = -e$ befindet [1]). Nähern wir jetzt die Kugel einer Wand (vgl. Fig. 237), so gleitet ein immer größerer Bruchteil der anfänglich nach allen Seiten gleichmäßig verteilten Röhren längs der Kugelfläche nach der der Wand gegenüberliegenden Seite der Kugel zusammen und die Röhren krümmen sich; denn die Verteilung der Röhren links von der Wand wird nach den Ausführungen des § 91 über die elektrischen Bilder dieselbe, wie sie durch das Zusammenwirken von $e$ mit einer gleichgroßen entgegengesetzten Ladung $-e$ im Abstand $OB = OA$ bei fortgedachter Wand entstehen würde.

In der alten Theorie entspricht dem Zusammenrücken der Röhren nach $O$ ein Fließen der Influenzladung $-e$ der Wand nach $O$ hin, und dem Zusammenrücken auf der Kugel $A$ ein Zusammenfließen der Ladung $e$ der Kugel nach der der Wand zugekehrten Seite infolge der Rückwirkung der Influenzladung der Wand auf die Kugel. Wir müssen uns aber jetzt den Vorgang so vorstellen, als ob die ganzen Bewegungen der Röhren bloß durch die Wirkung ihrer eigenen Spannungen und Drucke entstehen, die bei jeder Lageveränderung der die Röhren begrenzenden Leiter so lange eine Bewegung hervorrufen und unterhalten, bis die neue Anordnung der Röhren wieder den eben in Satz B. und C. formulierten Gleichgewichtsbedingungen entspricht

Betrachten wir nunmehr das Verhalten der **elektrischen Energi**e während der Annäherung der Kugel an die Wand. An der der Wand ab gewandten Seite von $A$ müssen die Kraftröhren offenbar in demselben Maß auseinanderrücken, wie sie sich nach $AO$ hin zusammenziehen, da ja ihr Gesamtzahl dieselbe bleibt (gleichbedeutend mit dem Konstantbleiben de Ladung $e$ im alten Sinne). Wenn aber die Dichte der Kraftröhren ab-, ih Querschnitt also zunimmt, so muß auch der Abstand der Niveauflächen link von $A$ überall zunehmen. Die gesamte Anzahl der Niveauflächen zwischen $A$ und der links davon in größerer Ferne liegenden Wand nimmt also ab; d. aber die Zahl der Niveauflächen ringsum gleich ist, so bedeutet dies, da überhaupt diese Zahl und damit auch die Potentialdifferenz zwischen Wan und Leiter abgenommen hat. Nun bleibt aber das Potential der Waa selbst dauernd $\varphi = 0$; die mit $\varphi = 1, 2, 3, 4 \ldots$ numerierten Fläche rücken von der Wand fort, wobei ihre Gesamtzahl bis nach $A$ hin imme geringer wird; es müssen also die verschwundenen Flächen in den Leiter $A$ hineingerückt sein. Da sämtliche Flächen $A$ völlig umschließen und $A$ i jedem Augenblick selbst Niveaufläche ist, so verschwindet jede Fläche ihre ganzen Ausdehnung nach gleichzeitig und mit ihr auch die zwischen il und $A$ liegende Energie in den Leiter $A$ hinein [2]). Die Anzahl der Einheits zellen, die mit einer Niveauschicht verschwinden, ist $4\pi e$, die Energie jed Zelle ist $1/8\pi$, die **verschwindende Energie** also $e/2$. Gleichzeitig h das Potential von $A$ aber um eine Einheit abgenommen. Früher hatten w für die gesamte Energie gefunden $U = e \cdot \Phi/2$. Wenn sich also $\Phi$ b konstant bleibendem $e$ um eine Einheit vermindert, so beträgt die Änd rung der Energie $\delta U = -e/2$, was mit dem eben gefundenen Result übereinstimmt.

---

[1]) Vgl. das Faradaysche Influenzgesetz und Gleichung (2) in § 89.

[2]) Die letzte Niveauschicht unmittelbar an $A$ zieht sich nicht etwa zusamme sondern ihr inneres Ende verschwindet in $A$, ihre Zellen sind also im allgemein nur Bruchteile von Einheitszellen.

Nehmen wir nun an, die Kugel $A$ sei frei beweglich, so ist das Schicksal der in $A$ verschwundenen elektrischen Energie klar: Sie hat sich in **kinetische Energie der Kugel $A$ verwandelt.**

Wir sehen somit, wie die **Faradaysche** Vorstellung, die die scheinbaren Fernwirkungen auf Nahwirkungen des in seinem physikalischen Zustande veränderten Raumes zurückführt, gleichzeitig ein anschauliches Bild im Sinne des Gesetzes der Erhaltung der Energie liefert.

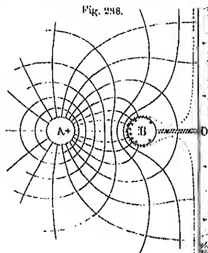


Fig. 238.

**Fall II:** Eine Kugel $B$ sei mit der Wand leitend verbunden (zur Erde abgeleitet), die geladene Kugel $A$ werde genähert (Fig. 238). Die Verhältnisse liegen ganz ähnlich wie im ersten Fall; auch hier rücken die anfangs nach allen Teilen der Wand ziemlich gleichmäßig verteilten Kraftröhren nach $O$ hin zusammen und gleiten längs des Drahtes nach $B$ hin, so daß bei immer weiterer Annäherung schließlich fast alle Röhren auf $B$ enden, d. h. im Sinne der alten Theorie:

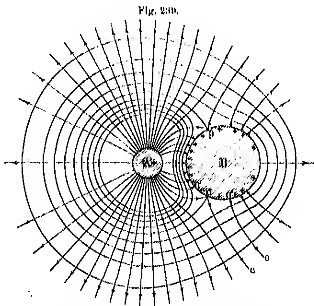


Fig. 239.

Die Influenzladung von $B$ wird der Ladung von $A$ entgegengesetzt gleich.

**Fall III:** Einer **isolierten** und ungeladenen Kugel $B$ (Fig. 239)[1]) werde die geladene Kugel $A$ genähert. Alle anderen Leiter seien weit entfernt. Da $B$

[1]) Die Figur ist aus E. Riecke, Experimental-Physik II, entnommen.

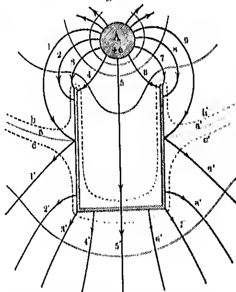
anfangs keine Ladung hat, so gehen auch keine Röhren von $B$ aus. Wir müssen uns jetzt vorstellen, daß jede der von $A$ ausgehenden Röhren, sobald sie von $B$ berührt wird (z. B. $Aoc$), sich an der Berührungsstelle auf $B$ heraufzieht und in zwei Teile spaltet, von denen einer von $A$ bis $B$ geht, der andere von $B$ bis zur entfernten Zimmerwand (z. B. $Ao'$ und $o''c'$). Es entstehen also auf $B$ gleichzeitig immer gleichviel Anfangs- und Endpunkte von Kraftröhren (im alten Sinne: es entsteht gleichviel positive und negative Influenzelektrizität) Die Niveauflächen drücken sich bei der Annäherung an $B$ zunächst zusammen und erhalten eine Einbuchtung; jede Niveaufläche, die gerade durch die Be rührungslinie $op$ einer Kraftlinie mit $B$ geht, spaltet sich in einen „Niveau raum", der die Kugel $B$ einschließt (denn innerhalb $B$ ist ja das Niveau konstant) und löst sich hinter der Kugel $B$ wieder als eine nunmehr beide Kugeln umgehende Niveaufläche ab.

Aus gleichen Gründen wie bei Fall I und II verschwindet wieder bei de Bewegung ein Teil der Niveauflächen in der bewegten Kugel $A$, deren Poten tial sich somit bei Annäherung von $B$ erniedrigt. (Die nahe an $A$ liegende Niveauflächen sind der größeren Deutlichkeit der Figur halber nicht mit gezeichnet.)

Die Potentialverminderung von $A$ bei der Bewegung entspricht eine Kapazitätsvermehrung (§ 92, Satz E.). Das Feld läßt sich als resultierende Feld dreier Punktladungen auffassen (s. § 91 am Schluß), das Potential de Kugel $B$ ist identisch mit dem Potential, das bei Abwesenheit der Kugel am Orte ihres Mittelpunktes vorhanden wäre.

Fall IV: Faradayzylinder. Dieser Fall gewinnt in der neuen Dar stellungsweise ein ganz besonders einfaches Aussehen. Gerade die Beobach tungen an dem Zylinder, bzw an beliebigen fast geschlossen nen Hohlleitern, waren es auc die Faraday zu seiner vo der bisherigen so gänzlich ve schiedenen Auffassungswei führten.

Fig. 240.




Wir denken uns den mit [illegible] geladenen Leiter $A$ (Fig. 24[illegible] dem isolierten und anfan ungeladenen Zylinder allmä lich genähert. Auch hier wi jede von dem Zylinder ta gierte Röhre sich spalten (z. 1,1' und 9,9'), es werden a gleichviele Röhrenanfänge u -enden auf dem Zylinder e stehen. Bei weiterer Annä rung rücken die Enden (z. 2,2', 3,3', 7,7', 8,8') zuerst a einander und schließlich glei das Ende des von $A$ ausgehenden Bruchstückes der Röhre um den Rand Öffnung herum nach innen (z. B. 4, 5, 6), während der andere Teil un hängig davon außen weiter gleitet (z. B. 4', 5', 6'). Ist schließlich $A$ ganz

Innern angelangt, und noch ein anfangs ungeladener Deckel aufgelegt, so verteilen sich die äußeren Kraftröhren unter dem Einfluß ihrer eigenen Spannungen offenbar ganz unabhängig von den inneren, mit denen sie ja gar nicht mehr in Zusammenhang stehen, von denen sie also auch nach der Fernwirkungen ausschließenden Vorstellung Faradays gar nicht beeinflußt werden können. Es kann also an ihrer Verteilung sich auch nichts ändern, wenn wir den Leiter $A$ im Innern beliebig bewegen. Ferner ist sofort klar, da ja jede äußere Röhre ursprünglich einmal die Fortsetzung einer inneren Röhre war, daß ebensoviele Röhren von der ursprünglich ungeladenen Außenfläche ausgehen, wie an der Innenfläche endigen, bzw. wie von dem geladenen Leiter $A$ ausgehen. (D. h. im alten Sinne: Zwischen den „Ladungen" $c''$ der Außenseite, $c'$ der Innenseite und $c$ des Leiters $A$ besteht, wenn der Zylinder anfangs ungeladen war, die Beziehung $c'' = -c' = c$, vgl. § 72, Satz A.)

Was die Niveauflächen anbetrifft, so sieht man, daß eine nach der anderen sich bei Annäherung an den Zylinder zunächst deformiert und immer mehr der Form des Zylinders anschmiegt ($bb'$), dann in einen von der gesamten (äußeren und inneren) Oberfläche des Zylinders begrenzten „Niveauraum" degeneriert ($aa'$), um endlich sich von der Außenfläche des Zylinders wieder zu lösen ($cc'$). Ist $A$ positiv geladen, so steigt das Potential der Niveauflächen nach $A$ hin. Bei Annäherung von $A$ an den Zylinder fallen also nacheinander immer höhere Niveauflächen mit dem Zylinder zusammen, d. h. der Zylinder nimmt ein allmählich wachsendes Potential an, wie ja an einem mit ihm verbundenen Elektrometer unmittelbar beobachtet werden kann. Ist ein Elektrometer angeschaltet, so umfaßt der Niveauraum $aa'$ außer den Zylinderwandungen auch noch den Verbindungsdraht und die Blättchen des Elektrometers.

Fall V: Plattenkondensator. Seien $A$ und $B$ (Fig. 230 a, S. 243) die beiden Platten, zwischen denen ein Feld bestehe, das wir für einen Augenblick als bis zum Rande homogen annehmen wollen. Es läßt sich leicht zeigen, daß dieses Feld keinen Gleichgewichtszustand darstellt; wäre nämlich etwa das Feld zwischen den Platten streng homogen und endigte plötzlich am Rande der Platten, so würde dort die letzte Kraftröhre von außen keinen Gegendruck erleiden und müßte sich unter dem Einfluß der von innen her wirkenden Querdrucke nach außen bewegen. Die Enden würden dabei um den Plattenrand herum auf die Außenseite gleiten, die Röhre sich immer mehr krümmen und verlängern. Da dasselbe ringsum gleichzeitig stattfände, so würden die um den Rand herum gedrängten Röhren schließlich in der Mitte zusammenstoßen und durch den dort entstehenden Querdruck zum Stillstand kommen.

Da bei dem Herausdrängen der äußeren Kraftröhren aber auch das Gleichgewicht der weiter innen liegenden gestört würde, so müßten auch diese nachrücken, die äußeren mehr, die inneren weniger und die Homogenität des Feldes im ganzen inneren Raume zwischen den Platten würde gestört, jedoch in nach innen hin abnehmendem Maße. Daß trotz des jetzt von innen nach außen abnehmenden Druckes, also eines an jeder Röhre wirkenden Überdruckes von innen, die einzelnen Röhren ins Gleichgewicht kommen, ist die Folge der gleichzeitig eintretenden Krümmung der Röhren, die eine nach innen gerichtete Zugkomponente zur Folge hat. (Man vergleiche die Ausführungen über die

magnetischen *Kraftrohren* und ihre *Versinnbildlichung durch Gummischnüre* in § 29.)

Auch diese Krümmung wird von außen nach innen hin immer schwächer, so daß in genügender Entfernung vom Rande das Feld praktisch als homogen betrachtet werden kann. Die obige Betrachtung zeigt also ohne Rechnung, daß schließlich ein Feldverlauf sich herstellen muß, wie ihn Fig. 230 dargestellt. Daß, wie eben gezeigt, ein Teil der Kraftröhren an den Außenseiten der Platten endigt, bedeutet im Sinne der alten Theorie, daß auch auf den Außenseiten ein, wenn auch geringer Teil der Ladungen sitzt.

Denken wir uns jetzt die Platten einander genähert, so wird sich die Krümmung der am Rande aufsitzenden Kraftröhren beträchtlich vermehren, und die nach innen wirkende Zugkomponente wird stärker auf ihre inneren Nachbarröhren einwirken. Die Röhren werden also nach innen rücken, die weiter innen gelegenen zusammenschieben, während die weiter außen gelegenen nachrücken; der Effekt ist schließlich, daß ein Teil der ursprünglich auf der Außenseite endigenden Röhren jetzt nach innen gelangt ist. Je enger also der Kondensator, um so vollständiger befinden sich die Enden der Kraftröhren (im alten Sinne die „Ladungen") an der Innenseite, und um so homogener ist das Feld im Innern.

Betrachten wir endlich die Kapazität: Ist $4\pi e$ die Zahl der Röhren, also im alten Sinne $e$ die „Ladung", so wird, wenn der Abstand genügend klein ist, nur ein geringer Bruchteil dieser Röhren einen gekrümmten Verlauf haben; wenn wir diesen vernachlässigen, so hat, wenn $q$ die Fläche und $d$ der Abstand der Platten ist, jede Röhre den Querschnitt $q/4\pi e$ und die Länge $d$, also das Volumen $q \cdot d/4\pi e$. Die Kraft $E$ ist im ganzen homogenen Teil des Feldes gleich dem reziproken Querschnitt der Röhren, also gleich $4\pi e/q$ und ebensogroß ist der reziproke Abstand zweier Niveauflächen. Die Zahl $\Phi$ der Niveauflächen zwischen den Platten ist also: $\Phi = d \cdot 4\pi e/q$, somit $K = e/\Phi = q/4\pi d$ [vgl. Gleichung (3) § 90].

**§ 95. Einfluß der Dielektrika auf den Feldverlauf.** Unsere bisherigen theoretischen Betrachtungen bezogen sich nur auf Felder, die in Luft, oder genauer im Vakuum als Dielektrikum verliefen. Wir wollen jetzt Felder betrachten, deren Kraftröhren verschiedene Dielektrika durchsetzen.

Wir wiederholen zunächst einen bereits in § 72 kurz erwähnten Versuch Faradays: In einen mit Elektrometer versehenen Faradayschen Zylinder werde ein Leiter mit der Ladung $e$ eingetaucht (Fig. 241) und dann ein beliebig gestalteter an Seidenfäden hängender dielektrischer Körper $A$ ebenfalls in den Zylinder getaucht[1]). Der Ausschlag des Elektrometers ändert sich nicht.

Die Empfindlichkeit des Versuches kann beliebig erhöht werden, wenn man ein hochempfindliches Elektrometer nimmt, und den eingetauchten Leiter so stark ladet, daß er eingetaucht einen weit über den Meßbereich heraus-

[1]) Der Körper $A$ muß vorher über eine Flamme gezogen werden, um etwaige durch Reibung entstandene Oberflächenladungen zu entfernen. Man vermeide Berührung mit den Händen und den Zylinderwänden und benutze nur die Seidenfäden als Handhabe. Geeignete Dielektrika sind Paraffin oder Schwefel, die man leicht durch Gießen in jede beliebige Form bringen kann.

gehenden Ausschlag erzeugen würde. Man leite nun zuächst beim Eintauchen des Leiters den Zylinder zur Erde, so daß kein Ausschlag entsteht, hebe sodann die Erdleitung auf und tauche dann erst den dielektrischen Körper ein. Es entsteht nicht der geringste Ausschlag, wie empfindlich man auch das Elektrometer wählen mag.

Sollte etwa beim Wiederherausziehen des Dielektrikums ein Ausschlag entstehen, so ist dies nur die Folge etwaiger durch Spitzenausströmung aus dem Leiter auf die Oberfläche des Dielektrikums gelangter Ladungen; man kann sich dann leicht überzeugen, daß nunmehr das Dielektrikum allein eine Einwirkung auf ein Elektrometer ausübt, also geladen ist.

Das Resultat des Versuches bleibt auch dann noch dasselbe, wenn man dem Dielektrikum eine solche Form gibt, daß es den eingetauchten Leiter möglichst vollständig umschließt (Fig. 242).

Fig. 241.

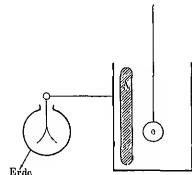
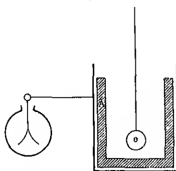



Fig. 242.




Auch die Dicke des Dielektrikums erweist sich als völlig gleichgültig; es kann eine dünne Scheibe oder Schale sein, oder aber den Zwischenraum zwischen Leiter und Zylinderwand völlig ausfüllen; man kann z. B. nach Eintauchen des geladenen Leiters den Hohlraum des Zylinders mit einer gut isolierenden Flüssigkeit (Terpentinöl oder Benzol) anfüllen.

Berücksichtigt man die in § 94, Fall IV, gegebene Deutung des Zustandekommens des Feldes *an der Außenseite des* Faraday-*Zylinders, so folgt* aus den oben genannten Versuchen, daß, wie auch immer im Innern des Dielektrikums der Verlauf der elektrischen Kraft modifiziert sein mag, doch die Gesamtzahl der aus der Außenseite des Dielektrikums herausdringenden Kraftlinien ebenso groß ist wie die Zahl der in die Innenseite hineindringenden. Somit erhalten wir den Satz:

A. Die Gesamtzahl der von einem geladenen Leiter ausgehenden Kraftröhren bleibt unverändert, wenn man den Leiter in eine dielektrische Hülle einschließt.

Dabei ist vorausgesetzt, daß die Messung der Kraftröhrenzahl, sei es innerhalb, sei es außerhalb der dielektrischen Hülle, in Luft erfolgt.

Über Richtung und Stärke des elektrischen Feldes im Dielektrikum selbst wissen wir zunächst nichts; wir können uns aber jedenfalls auch dort überall Kurven gezeichnet denken, die der Kraftrichtung parallel verlaufen und können ihre Anfangspunkte offenbar willkürlich so wählen, daß ein Röhrensystem im Dielektrikum $A$ entsteht, das die direkte Fortsetzung der an seiner Oberfläche

endigenden Kraftröhren bildet (Fig. 243). Wenn wir ferner dieses Röhrensystem dort, wo es an der anderen Oberfläche des Dielektrikums endet, wieder in Luft in der dortigen Kraftrichtung sich fortsetzen lassen, so ist damit die oben erfahrungsgemäß gefundene Bedingung erfüllt, daß die Gesamtzahl der aus dem Dielektrikum austretenden gleich der Zahl der eintretenden Kraftröhren ist; die in der angegebenen Weise nach außen fortgesetzten Röhren stellen also tatsächlich den weiteren Verlauf der Kraftröhren in Luft dar. Wir wollen die Dichte der im Dielektrikum verlaufenden Röhren mit $D$ bezeichnen und den durch diese *Röhrendichte gemessenen Zustand* des Dielektrikums als seine „**Elektrische Erregung**", die zur sinnlichen Darstellung der Erregung benutzten Röhren und Linien als „**Erregungsröhren**" oder „**Erregungslinien**" bezeichnen.

Die nächste Aufgabe ist offenbar, die Gesetze für den Verlauf der Erregungsröhren, sowie ihre **Beziehung zu der im Dielektrikum herrschenden elektrischen Feldstärke** zu finden.

Fig. 243.

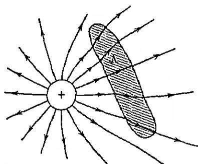
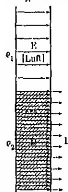



Fig. 244.




Zunächst folgt aus der Definition der Erregungsröhren in Verbindung mit Satz A., daß die gesamte Röhrenzahl, die in eine einen Leiter rings umgebende Fläche von außen eindringt, nach wie vor gleich der $-4\pi$fachen Ladung ist, gleichgültig, ob diese Fläche in Luft oder ganz oder teilweise im Dielektrikum verläuft, ob wir also die Zahl der Kraftröhren in Luft, oder die Zahl der Erregungsröhren im Dielektrikum messen. Wir können somit den **Gaussschen** Satz dadurch verallgemeinern, daß wir $E$ durch $D$ ersetzen und schreiben:

$$\underline{\Sigma D_n \delta o = -4\pi e} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Für die Ladungsdichte $\varrho$ an der Oberfläche eines Leiters gilt somit an Stelle von Gleichung (1), § 89, die folgende:

$$\underline{D_n = 4\pi\varrho} \, . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die früheren Gleichungen für Luft sind dann Spezialfälle dieser, indem für Luft $D = E$ wird. Durch die *Gleichungen* (1) *und* (2) sind im Sinne der **Faraday**schen Theorie die „Elektrizitätsmengen" und „Ladungsdichten" als bloße Abkürzungen für Anzahl oder Dichte von Erregungsröhren definiert.

Wir betrachten nunmehr einen Plattenkondensator, der zur Hälfte Luft, zur Hälfte irgend ein Dielektrikum mit der DK. $\varepsilon$ enthält (Fig. 244). Nach

der in § 81 gegebenen Definition der DK. ist die Kapazität der mit dem Dielektrikum erfüllten Hälfte $\varepsilon$mal größer als die der luftgefüllten, also auch die Ladungsdichte $\varrho_2 = \varepsilon \varrho_1$.

Da nun die Kraft in Luft: $E = 4\pi\varrho_1$ und die Erregung im Dielektrikum $D = 4\pi\varrho_2$ ist, so folgt:

$$D = E\varepsilon \qquad (3)$$

Die Erregungsröhren verlaufen also in dem Dielektrikum $\varepsilon$mal dichter als in Luft. (In der Figur ist $\varepsilon = 3$ angenommen.)

Nun ist das Potential längs jeder Platte notwendig konstant; es erfordert also dieselbe Arbeit, um eine Einheitsladung durch den Luftraum oder durch das Dielektrikum von einer Platte zur anderen zu befördern. Da aber die Arbeit auch gleich dem Produkt von Kraft mal Weg, und der Weg beiderseits derselbe ist, so folgt, daß im vorliegenden Fall die elektrische Kraft $E'$ im Dielektrikum ebenso groß ist, wie die Kraft $E$ im lufterfüllten Teil. Würde man also im Dielektrikum „Kraftlinien" statt der „Erregungslinien" ziehen, so würden diese dieselbe Dichte haben, wie in der lufterfüllten Hälfte; die Kraftlinien des Feldes $E'$ im Dielektrikum sind in der Figur etwas nach rechts hinaus verlängert, um sie sichtbar zu machen. Aus $E' = E$ folgt aber in Verbindung mit Gleichung (3):

$$\underline{E' = D/\varepsilon} \qquad (4)$$

Diese Gleichung gilt, da sie bloß eine Beziehung zwischen den auf denselben Ort bezüglichen Größen $E'$, $D$ und $\varepsilon$ darstellt, nicht nur für den zu ihrer Ableitung betrachteten Spezialfall, sondern ganz allgemein. Aus dem in Fig. 242 hergestellten Versuch, sowie aus Gleichung (1) und (4) folgt:

II. **Wenn wir ein System von geladenen Leitern ganz in ein Dielektrikum eintauchen, so daß das ganze vorher in Luft verlaufende Feld jetzt im Dielektrikum verläuft, so wird dadurch die Zahl der** *Erregungsröhren nicht geändert*; **dagegen werden die Kräfte, die die Leiter aufeinander ausüben, $\varepsilon$mal kleiner.**

Die in Gleichung (4) ausgedrückte **Beziehung zwischen der elektrischen Feldstärke und der Erregung ist ganz analog derjenigen zwischen der magnetischen Feldstärke und der Induktion** [vgl. Gleichung (5), § 88], so daß folgendes Analogieschema gilt:

Elektrische Kraft — Magnetische Kraft (*oder Feldstärke*),
Elektrische Erregung — Magnetische Induktion,
Dielektrizitätskonstante — Permeabilität.

Wir können deshalb eine Reihe von Gesetzen für den Verlauf des elektrischen Feldes in gemischten Dielektricis erhalten, wenn wir die für das magnetische Feld erhaltenen Gleichungen einfach auf die entsprechenden elektrischen Größen übertragen.

So erhalten wir zunächst als allgemeinen Ausdruck des Coulombschen Gesetzes für ein beliebiges Medium:

$$f = e \cdot e'/\varepsilon r^2 \qquad (5)$$

[vgl. Gleichung (2), § 40]. Die Spannung bzw. der Querdruck der Erregungslinien ist:

$$Z = D^2/8\pi\varepsilon = E'^2\varepsilon/8\pi \qquad (6)$$

[vgl. Gleichung (8), § 40]. Der Energieinhalt einer Einheitszelle, d. h. des zwischen zwei um die Potentialdifferenz 1 voneinander entfernten Niveauflächen eingeschlossenen Abschnitts einer Erregungsröhre beträgt in jedem beliebigen *Medium:*

$$u_1 = 1/8\pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (7)$$

ist also unabhängig von der *DK.* [vgl. Gleichung (7), § 49].

Für den Übergang der Erregungsröhren an der Grenze zweier Media gilt das „Brechungsgesetz“:

$$tg\,\alpha_1/tg\,\alpha_2 = \varepsilon_1/\varepsilon_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (8)$$

[vgl. Gleichung (10), § 38] und es gelten die Grenzbedingungen:

$$\left.\begin{aligned} D_{n,1} &= D_{n,2} \\ E_{t,1} &= E_{t,2} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (9)$$

[vgl. Gleichung (8') und (9), § 38]. An der Grenzfläche eines dielektrischen Mediums gegen Luft herrscht eine in die Luft hineingerichtete Spannung senkrecht zur Oberfläche gleich:

$$N = \frac{E_n^2}{8\pi}\,\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} + \frac{E_t^2}{8\pi}\,(\varepsilon - 1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (10)$$

[vgl. Gleichung (4), § 41]. Sämtliche mechanischen *Kräfte* im elektrischen Felde müssen sich aus dieser Spannung ableiten lassen.

Ein einfacher Demonstrationsversuch zum Nachweis dieser Spannung besteht in folgendem: Zwei Messingstreifen stehen im Abstand von etwa 1 bis 2 mm senkrecht in einem Glasschälchen, auf dessen Boden etwas gereinigtes Terpentinöl gegossen ist. Ladet man die Streifen durch Verbindung mit den beiden Konduktoren einer Influenzmaschine, so steigt die Flüssigkeit zwischen ihnen in die Höhe.

Dem in § 42 behandelten „*Magnetisierungs*problem“ können wir hier ganz entsprechend ein „Elektrisierungsproblem“ oder, um Mißverständnisse zu vermeiden, da unter Elektrisierung meist die Zuführung einer Ladung gemeint ist, besser ein „elektrisches Erregungsproblem“ gegenüberstellen. Man erhält die Lösung, indem man einfach in den dort erhaltenen Gleichungen die magnetischen durch die entsprechenden elektrischen Größen ersetzt.

Ein dielektrischer Körper, der in ein anfangs homogenes in Luft verlaufendes elektrisches Feld eingetaucht wird, beeinflußt also den Verlauf des Feldes ganz ähnlich, wie ein Eisenstück ein magnetisches Feld. Dabei wird das elektrische Problem dem magnetischen gegenüber noch dadurch etwas vereinfacht, daß die DK. eine wirkliche, von der Feldstärke unabhängige Konstante ist, während die Permeabilität, wenigstens bei den ferromagnetischen Körpern, von der Feldstärke abhängt.

Für ein Ellipsoid erhalten wir somit in einem homogenen Felde von der Stärke $E$ eine Erregung:

$$D = \frac{\varepsilon E}{1 + \beta(\varepsilon - 1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (11)$$

[vgl. Gleichung (7), § 42]; dabei hat der Gestaltsfaktor $\beta$ dieselbe Bedeutung wie in § 42.

Ist der Körper eine Kugel, so wird $\beta = 1/3$ und

$$D = 3E.\varepsilon/(2 + \varepsilon) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \qquad (12)$$

Von eigentümlichem Interesse ist noch die Form, die die Gleichungen (4) und (8) bis (12) annehmen, wenn das Medium (1) Luft ist, das Medium (2) dagegen eine außerordentlich große DK. hat. Setzen wir in den genannten Gleichungen überall $\varepsilon_1 = 1$ und $\varepsilon_2$ bzw. $\varepsilon = \infty$, so erhalten wir:

$$E' = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4')$$

$$tg\,\alpha_1 = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8')$$

Im Inneren dieses fingierten Dielektrikums herrscht also gar keine elektrische Kraft und der Einfallswinkel der Kraftlinien vom Luftraume her ist 0, d. h. die Kraft steht senkrecht auf der Oberfläche. Somit ist in der folgenden Gleichung (10) $E_t = 0$ zu setzen. Da $E_t$ dort im Quadrat, das sehr große $\varepsilon$ dagegen nur in erster Potenz vorkommt, so ist das zweite Glied von (10) doch jedenfalls 0 und es wird:

$$\underline{N = E^2/8\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10')$$

Gleichung (11) geht über in

$$D = E/\beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11')$$

und Gleichung (12) geht über in:

$$D = 3\,E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12')$$

Aus Gleichung (4') und (8') folgt, daß ein Dielektrikum mit außerordentlich großer DK. dieselbe Feldverteilung hervorruft, wie ein gleichgestalteter Leiter. Und da Gleichung (10') einfach die Längsspannung der an der äußeren Oberfläche senkrecht einfallenden Kraftlinien darstellt, so sind auch die Kräfte identisch mit den auf einen Leiter wirkenden.

Ein ganz analoges Resultat haben wir schon in § 81 erhalten.

Die Bedeutung der Gleichungen (11') und (12') kann erst weiter unten besprochen werden. Sie haben für einen wirklichen Leiter zunächst keinen rechten Sinn, da wir ja im Innern eines solchen überhaupt nicht das Vorhandensein einer, durch das äußere Feld bewirkten physikalischen Veränderung angenommen haben, die Angabe eines Wertes für die Erregung also sinnlos ist.

Im folgenden Paragraph wird sich ergeben, daß trotz der obigen Analogien doch ein ganz bestimmter Unterschied zwischen einem Leiter und einem Dielektrikum von unendlich großer DK. besteht.

**§ 96. Scheinbare oder „freie" Elektrizität; Polarisation.** Es sei ein System von *geladenen Leitern gegeben*. Der Raum zwischen ihnen sei beliebig mit verschiedenen Dielektricis ausgefüllt. Wir stellen die Aufgabe, eine fingierte Verteilung elektrischer Ladungen anzugeben, die bei gleicher Lage der Leiter, aber nach Ersatz aller dielektrischen Körper durch Luft (genauer durch Vakuum) in allen Punkten des Raumes dieselbe Feldstärke erzeugt, wie sie vorher unter dem Einfluß der wahren Ladungen der Leiter bei Anwesenheit der Dielektrika beobachtet wurde.

Betrachten wir als einfachsten Fall das Feld zwischen zwei parallelen Kondensatorplatten. Ist $\varepsilon$ die DK. des Mediums und $\varrho$ die wahre, d. h. die durch Leitung an die Plattenoberfläche gelangte Ladungsdichte der positiven Platte, so ist das Feld im Dielektrikum:

$$E' = D/\varepsilon = 4\pi\varrho/\varepsilon \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wäre dagegen der Raum zwischen den Platten mit Luft ausgefüllt, so wäre zur Hervorbringung derselben Feldstärke eine Ladungsdichte $\varrho'$ nötig, deren Betrag durch die Gleichung:

$$E' = 4\pi\varrho' \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

bestimmt ist. Aus Gleichung (1) und (2) folgt:

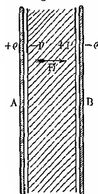
$$\varrho' = \varrho/\varepsilon \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

Wir wollen die Größe $\varrho'$ als die Dichte der „freien Elektrizität" bezeichnen.

In der Faraday-Maxwellschen Anschauung ist $\varrho'$ eine bloße mathematische Hilfsgröße, die zur Erleichterung gewisser Rechnungen dient; in der im § 82 dargelegten Molekulartheorie der Dielektrika gewinnt die „freie Elektrizität" dagegen eine anschauliche Bedeutung.

Betrachten wir etwa einen Plattenkondensator $AB$ (Fig. 245), der mit einem Dielektrikum erfüllt ist. Nach der Molekulartheorie findet dann im Dielektrikum eine Verschiebung der Elektrizität statt, indem sich innerhalb jedes Moleküls + E in Richtung des Feldes, also in der Figur nach rechts, — E in entgegengesetzter Richtung, nach links, bewegt; dadurch kommt das ganze Dielektrikum in einen vom normalen abweichenden Zustand, den wir als „dielektrische Polarisation" bezeichnen wollen. Als Maß für die Polarisation betrachten wir die Summe von + E und — E, die sich im ganzen durch jeden Quadratcentimeter Querschnitt hindurchgeschoben haben. Diese Elektrizitätsverschiebung muß sich dadurch bemerkbar machen, daß an der rechten Endfläche des Dielektrikums ein Überschuß von zugewanderter + E, ein Mangel von fortgewanderter — E, im ganzen also ein Überschuß von + E im Betrage $+P$ pro Quadratcentimeter entsteht. Ebenso entsteht an der linken Endfläche ein Überschuß von $-P$ pro Quadratcentimeter. Die Größe $P$ wollen wir als Maß der „Polarisation" betrachten und im folgenden direkt als Polarisation bezeichnen. Die Molekulartheorie nimmt nun an, daß die beobachtete Änderung des Feldes durch das Dielektrikum einfach von der Einwirkung dieser durch Polarisation an die Oberfläche gelangten Ladungen herrührt. Das Gesamtfeld rührt von der Ladung der Kondensatorplatten, zusammen mit den sie unmittelbar berührenden entgegengesetzten Polarisationsladungen her; da wir andererseits oben die „freie Ladung" $\varrho'$ so bestimmt hatten, daß sie ebenfalls das beobachtete Gesamtfeld ergab, so folgt:

Fig. 245.




$$\underline{\varrho' = \varrho - P} \quad \text{oder} \quad \underline{P = \varrho - \varrho'} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Da $4\pi\varrho = D$ und $4\pi\varrho' = E'$ ist, so folgt die allgemein gültige Gleichung:

$$\underline{4\pi P = D - E' = E'(\varepsilon - 1) = D\,\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}} \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

Eine Vergleichung von Gleichung (5) mit (3) in § 45 zeigt, daß die Polarisation ganz der Magnetisierungsintensität entspricht; sie mißt ebenso

wie diese die in der Masse des Dielektrikums selbst entstandene physikalische Veränderung.

Da $E'$ die im Innern des Dielektrikums herrschende Kraft, $P$ die durch diese Kraft bewirkte Verschiebung der molekularen Ladungen mißt, so mißt:

$$\frac{P}{E'} = \frac{\varepsilon - 1}{4\pi} = \vartheta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

gleichsam die „Verschieblichkeit der Elektrizität“ im Dielektrikum und entspricht der magnetischen Suszeptibilität:

$$\varkappa = \frac{\mu - 1}{4\pi}.$$

Füllt die dielektrische Platte den Kondensator nicht ganz aus (Fig. 246), so tritt an den freien Oberflächen, wo das Dielektrikum an Luft grenzt, ebenfalls freie Elektrizität auf. Da die wahre Ladung dort Null ist, wenn nicht etwa das Dielektrikum vorher durch Reibung oder Mitteilung geladen worden ist, so wird jetzt nach Gleichung (4), wenn man dort $\varrho = 0$ setzt,

$$\varrho' = -P \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

(Nur an der freien Grenzfläche eines Dielektrikums gültig.)

Hier ist die freie Ladungsdichte einfach die durch den Polarisationsvorgang an der Oberfläche frei gewordene Elektrizität.

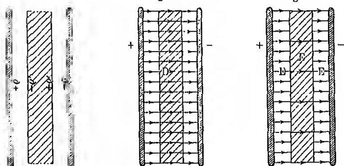


Fig. 246. Fig. 247. Fig. 248.

Es muß hier ausdrücklich betont werden, daß die Begriffe „freie Elektrizität“, „Polarisation“, solange man sie bloß als mathematische Hilfsbegriffe betrachtet, die mit den direkt beobachtbaren Größen in angebbarer Beziehung stehen, nichts hypothetisches an sich haben; sie dienen bloß zur Erleichterung gewisser weiterer Betrachtungen und Rechnungen. Insofern werden sie also *ihre Bedeutung und ihre Richtigkeit* auch dann noch behalten, wenn sich die eben vorgetragene Molekulartheorie einmal als unrichtig oder veränderungsbedürftig erweisen sollte. Alle Gleichungen bleiben dann nach wie vor richtig, *bloß die oben vorgetragene physikalische Interpretation der in* ihnen auftretenden Größen ändert sich.

Die Feldverteilung ist also in einem zum Teil mit Luft, zum Teil mit einem Dielektrikum ausgefüllten Kondensator ebenso, als wenn das Dielektrikum nicht vorhanden, und statt seiner an der Stelle seiner Grenzflächen Ladungsdichten vom Betrage

$$\pm \varrho' = P = \varrho \,.\, (\varepsilon - 1)/\varepsilon \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

angebracht wären. Man sieht in Fig. 246 unmittelbar, daß durch die Wirkung der $\varrho'$ in dem vom Dielektrikum eingenommenen Raume das von

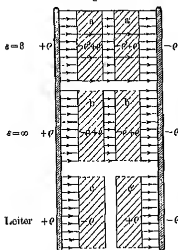
den $\varrho$ herrührende Feld geschwächt werden muß, so daß das Feld $E'$ in die Raume kleiner als $E$.

Es ergibt sich schließlich folgendes Bild für den Feldverlauf in dem mischten Dielektrikum des Kondensators.

Die Erregungslinien durchsetzen geradlinig den Zwischenraum, ha also in Luft und im Dielektrikum gleiche Dichte, wie es die Grenzbedingung im § 95 verlangt; Fig. 247 stellt den Verlauf dar.

Die Kraftlinien dagegen haben im Dielektrikum eine $\varepsilon$mal gerin Dichte als in Luft, wie in Fig. 248 dargestellt ist. Die eine Grenzschich also eine Senke, die andere eine Quelle von Kraftlinien; man müßte somit, den Feldverlauf in Luft nachzuahmen, nach dem Gaussschen Satze an Grenzschichten + oder — Ladungen anbringen, wie in Fig. 246. Man gleiche hiermit den in § 95 dargestellten Fall der nebeneinander be lichen Schichten von Luft und Dielektrikum. Dort ist gerade umgekehr Dichte der Kraftlinien beiderseits gleich, die der Erregungslinien verschie

Fig. 249.




Wir wollen nunmehr auf den he mehrfach erwähnten physikalischen U schied zwischen einem Dielektrikum unendlicher DK. und einem Leiter gehen.

Seien $a$ und $a'$ in Fig. 249 zwei g dicke Platten eines Dielektrikums, Paraffin, die wir nach vorheriger völ Entelektrisierung mittels einer Fla dicht aneinanderliegend in das eines Plattenkondensators gebracht h Nach unseren obigen Betrachtungen kö wir uns die Polarisation des Dielektri ersetzt denken durch „freie Ladungen“ auf seinen äußeren Oberflächen. Tre wir jetzt aber die Scheiben, so treten an den Innenflächen freie Ladungen Jede Teilplatte verhält sich also hi *als sei sie allein im Felde*, und beim ausziehen verschwinden sowohl die Polarisation wie die freien Ladungen wieder. Denken wir uns die Teilung beliebig fortgesetzt, so daß i dünnere Scheiben entstehen, und dann auch noch die Scheiben in S zerlegt, so erhalten wir schließlich ein System von Elementarteilchen jedes an der einen Seite eine positive, an der anderen eine negative „ Ladung tragen, deren Betrag pro Quadratcentimeter durch die Polari $P$ bestimmt ist. Man sieht die völlige Übereinstimmung des Bilde dem Bilde der ein influenziertes Eisenstück zusammensetzenden „Elem magnete“.

Setzen wir $\varepsilon = \infty$, so wird das Feld im Dielektrikum gleich Nu $\varrho' = \varrho$, d. h. gleich der Ladung der Kondensatorplatten selbst. Eine „w Ladung von diesem Betrage würde auf einer in das Feld eingef Leiterscheibe auftreten, da ja der Kondensator dadurch einfach ir hintereinandergeschaltete verwandelt würde. Führen wir zwei Leitersc getrennt in das Feld ein, so wird auf jeder von ihnen $+\varrho$ au

nderung, die Polarisation, eingetreten. Im Innern eines Leiters gibt es im Gleichgewichtszustand überhaupt kein elektrisches Feld und keine Wirkungen eines solchen.

Am deutlichsten wird der Unterschied zwischen Dielektrikum und Leiter wohl bei Betrachtung der in Fig. 249 eingezeichneten Kraftlinien. Bezüglich ihres Einflusses auf die Kapazität verhalten sich die beiden Leiterplatten, wenn sie anfangs leitend verbunden waren, so, als wäre der Zwischenraum zwischen ihnen auch mit leitender Substanz ausgefüllt.

Wenn das Dielektrikum nicht vollständig isoliert, so kann bei den oben beschriebenen Versuchen unter Umständen doch eine wahre, d. h. eine nach dem Herausziehen aus dem Felde im Faraday-Zylinder nachweisbare Ladung auf den Platten auftreten. Da bei guten Dielektricis, wie z. B. Paraffin, die eigentliche Leitung durch das Innere nur sehr schwach merklich ist, so liegt die etwaige *Leitung* hauptsächlich an einer *Verschmutzung der Oberfläche*. Man reinige diese also unmittelbar vor dem Gebrauch durch Abschaben und operiere möglichst rasch, damit die durch die Leitung nur sehr langsam entstehenden wahren Ladungen keine Zeit haben, sich auszubilden. Die Leitungsvorgänge in Dielektricis sind die Ursache der in § 78 erwähnten „Rückstände". Eine eingehende Behandlung erfolgt in § 108.

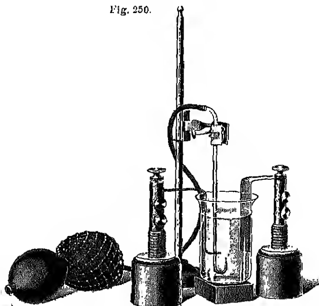
**§ 97. Kräfte auf Dielektrika.** Die vollständige Analogie der dielektrischen mit den magnetischen Vorgängen zeigt, daß ein Dielektrikum in Luft sich ebenso wie ein paramagnetischer Körper stets so bewegen wird, daß es möglichst viele Kraftlinien des Feldes in sich hineinzieht. In einem inhomogenen Felde wird es sich also nach den Stellen größter Feldstärke hinbewegen und außerdem noch so drehen, daß seine größte Ausdehnung möglichst in die Feldrichtung fällt. In einem homogenen Felde wird bloß die Drehung eintreten. Das einfachste Mittel zur Erregung eines inhomogenen Feldes ist eine geladene Kugel; da das Feld in der Richtung nach ihrem Mittelpunkt hin zunimmt, so wird nach obigem ein Dielektrikum in Luft von einer geladenen Kugel „angezogen".

Befindet sich dagegen der dielektrische Körper in einem anderen dielektrischen Medium von größerer DK., so kehrt sich die Richtung der Kräfte gerade wie bei einem diamagnetischen Körper (vgl. § 48) um, die Bewegung findet nach den Punkten geringster Feldstärke hin statt, der Körper wird

also „abgestoßen". Einen sehr hübschen Versuch zum Nachweis dieser Erscheinung hat Puccianti[1]) angegeben (Fig. 250).

In ein, mit einem zähflüssigen Dielektrikum (z. B. Paraffinöl) angefülltes Gefäß ist ein vorn abgerundeter Draht und ihm gegenüber ein Blechstreifen eingetaucht, die mit den beiden Polen einer Elektrisiermaschine in Verbindung stehen. Zwischen beiden entsteht ein inhomogenes Feld, dessen Verlauf etwa der Fig. 220 in § 86 entspricht. Aus einer möglichst feinen Glasspitze treibt man mittels eines kleinen Gebläses einen Strom feiner Luftbläschen an der Kugel vorbei. Da die Luft eine kleinere DK. hat, als die Flüssigkeit, so werden die Bläschen von der Kugel „abgestoßen" und ihr anfänglich geradlinig aufsteigende Kette biegt sich von der Spitze fort. Damit der Versuch gelingt, müssen die Blasen so fein sein, daß sie ganz langsam

Fig. 250.



aufsteigen. Stellt man zwei Kugeln einander gegenüber, die mit den beiden Polen der Maschine verbunden sind, so daß ein Feld entsteht, wie in Fig. [illegible] und läßt die Blasen zunächst in der Mitte zwischen den Kugeln aufsteigen, so werden sie bei Erregung des Feldes seitlich herausgetrieben[2]).

Wenn ein dielektrischer Körper so gestaltet ist, daß man durch Summation der durch Gleichung (10), § 95, dargestellten Spannungen über die ganze Oberfläche die Gesamtkraft auf den Körper berechnen kann, so bietet die erhaltene Gleichung ein Mittel zur Bestimmung der DK. aus den in einem bekannten Felde beobachteten Kräften auf das zu untersuchende Dielektrikum

[1]) Nuov. Cim. [5] 4, 408, 1902.
[2]) Gegen die Deutung des Pucciantischen Versuchs hat M. Seddig (Physik. Zeitschr. 6, 414, 1905) gewisse Einwände erhoben.

So hat z. B. Boltzmann[1]) die Kräfte, die ein inhomogenes Feld auf eine dielektrische Kugel ausübt, mit den Kräften auf eine gleich große leitende Kugel verglichen und daraus die DK. bestimmt. Zur Messung der Kräfte diente eine Art Drehwage. Der Einfluß der Leitfähigkeit der Dielektrika wurde durch Verwendung möglichst kurz dauernder Felder eliminiert.

Die Theorie dieser Versuche läßt sich relativ einfach ableiten, wenn man die Kräfte in etwas anderer Weise berechnet, als soeben angedeutet. Da nämlich das Feld, wie im vorigen Paragraphen gezeigt wurde, sich mittels fingierter „freier" Ladungen darstellen läßt, so muß dasselbe auch für die Kräfte gelten, und wir können die Kraftwirkung auf ein Dielektrikum gleich der Einwirkung des ursprünglich vorhandenen äußeren Feldes auf die „freien" Ladungen des Dielektrikums setzen.

Wir betrachten zunächst ein homogenes Feld, dann gilt für eine Kugel [Gleichung (12), § 95]:

$$D = 3E.\varepsilon/(\varepsilon+2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

somit ist das Feld im Innern der Kugel:

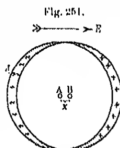
$$E' = D/\varepsilon = 3E/(\varepsilon+2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

und nach Gleichung (5), § 95:

$$4\pi P = D - E' = 3E(\varepsilon-1)/(\varepsilon+2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$D$, $E'$ und $P$ sind im ganzen Innern der Kugel konstant. Die Verteilung der freien Elektrizität, die durch die Verschiebung der Elektrizitätsmenge $P$ durch jeden Quadratzentimeter in Richtung des Feldes $E'$ an der Oberfläche der Kugel auftritt, erhalten wir also einfach dadurch, daß wir uns zwei Kugeln von der Größe der dielektrischen Kugel gleichmäßig mit + und mit − Elektrizität angefüllt und um eine sehr kleine Strecke $x$ in der Feldrichtung gegeneinander verschoben denken (Fig. 251). Ist $e_1$ die Ladung eines Zeichens pro Kubikzentimeter, dann ist durch jeden zur Verschiebungsrichtung senkrechten Querschnitt von 1 qcm dieselbe Menge $e_1 . x$ hindurchgeflossen. Wir können nun über $e_1$ und $x$ willkürlich so verfügen, daß ihr Produkt

Fig. 251.




$$e_1 x = P \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wird.

Die Strecke $x$ denken wir uns von molekularen Dimensionen und entsprechend $e_1$ sehr groß; die Dichte der freien Elektrizität an der Oberfläche ist dann an jeder Stelle proportional der Dicke $d$ der in der Figur schraffiert (und übertrieben dick) gezeichneten Schicht. Wo die beiden Kugeln sich überdecken, ist nach wie vor die Ladungsdichte Null. Die Kraft, die ein Feld auf das Dielektrikum ausübt, setzen wir jetzt gleich der Summe der Kräfte, die auf die positiv und auf die negativ geladene Kugel ausgeübt werden. Ist $E$ der Wert des Feldes, der vor Einbringung des Dielektrikums im Mittelpunkt $A$ der negativen Kugel herrschte, so ist die Kraft auf die negative Kugel gleich dem Produkt der Feldstärke in die im Mittelpunkt vereinigt gedachte Ladung der Kugel, also gleich

$$-e_1 E . V,$$

wobei $V$ das Volumen der Kugel. Wenn das äußere Feld homogen ist, so erhalten wir für die positive Kugel die Kraft

$$+e_1 E . V.$$

Die Summe beider Kräfte ist Null, d. h. im homogenen Felde findet keine Kraftwirkung auf die Kugel statt.

[1]) Wien. Ber. [2] 67, 17, 1873; 68, 81, 1873; 70, 307 u. 342, 1874; Pogg. Ann. 151, 482 u. 531, 1874.

Ist dagegen das Feld inhomogen, so werden die Verhältnisse bedeutend komplizierter; denn erstens ist dann die Polarisation gar nicht mehr an allen Punkten des Dielektrikums dieselbe, zweitens ist $E$ in $A$ und $B$ verschieden.

Wenn wir uns aber auf schwach inhomogene Felder beschränken, so erhalten wir eine genügende Annäherung, wenn wir den Polarisationszustand nach wie vor als gleichmäßig betrachten und nur berücksichtigen, daß in $A$ und in $B$ etwas verschiedene Feldstärken herrschen. Wenn sich das Feld pro Zentimeter Weg in Richtung des Feldes, also in Richtung $AB$ um $\delta_1 E$ ändert, so ändert es sich längs der Strecke $AB = x$ um $x \cdot \delta_1 E$.

Es bleibt also, wenn wir die beiden auf die Kugeln wirkenden Kräfte addieren, ein Unterschied im Betrage:

$$f = e_1 \cdot x \cdot V \cdot \delta_1 E = PV \cdot \delta_1 E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

übrig. Wie man sieht, sind aus dem Endresultat die unbekannten Größen $e_1$ und $x$ herausgefallen, da nur ihr bekanntes Produkt $P$ darin vorkommt. Setzt man für $P$ seinen Wert aus Gleichung (3) ein, so erhält man für die auf die dielektrische Kugel wirkende Kraft:

$$f = \frac{3V}{4\pi} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \cdot E \cdot \delta_1 E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Die Kraft auf eine leitende Kugel von gleicher Größe erhalten wir, wenn wir $\varepsilon = \infty$ setzen (vgl. § 96), zu

$$f' = 3V/4\pi \cdot E \cdot \delta_1 E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

und das Verhältnis beider ergibt sich zu

$$f/f' = (\varepsilon - 1)/(\varepsilon + 2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Wie Gleichung (8) zeigt, läßt sich die DK. aus dem Verhältnis der Kräfte berechnen, die in irgend einem schwach inhomogenen Felde auf eine dielektrische und auf eine gleich große leitende Kugel ausgeübt werden.

Die Resultate **Boltzmanns** stimmen ziemlich mit den auf andere Weise erhaltenen überein. So ergab sich für:

| | |
|---|---|
| Schwefel . . . . . . . . . . . . . . | $\varepsilon = 3{,}9$ |
| Hartgummi . . . . . . . . . . . . . | $\varepsilon = 3{,}5$ |
| Paraffin . . . . . . . . . . . . . . | $\varepsilon = 2{,}3$ |
| Kolophonium . . . . . . . . . . . . | $\varepsilon = 2{,}5$. |

**§ 98. Verwirklichung des absoluten Maßsystems; absolutes Elektrometer.** Wir haben zwar bereits bei unseren bisherigen Betrachtungen die Annahme zugrunde gelegt, daß alle in Betracht kommenden Größen in absolutem elektrischen Maß gemessen seien, haben jedoch nur ziemlich rohe Mittel angegeben, um die in Frage kommenden Einheiten auch wirklich zu bestimmen. Die folgenden Betrachtungen sollen der Verwirklichung genauerer Maßeinheiten dienen. Als Fundamentalgrößen kommen hierbei in Betracht: Elektrizitätsmengen, Potentialdifferenzen, Kapazitäten.

Als Einheit der Elektrizitätsmenge war in § 85 diejenige definiert, die auf eine gleich große Menge in 1 cm Abstand in Luft eine Kraft gleich einer Dyne ausübt.

Die Einheit der Potentialdifferenz war dadurch bestimmt, daß die Einheit der Elektrizitätsmenge, wenn sie diese Potentialdifferenz durchwandert, die Arbeitseinheit = 1 Erg leistet.

Die Einheit der Kapazität endlich erhielten wir durch die Festsetzung, daß zwischen der Ladung $e$ eines Leiters, seiner Potentialdifferenz $\Phi$ gegen Erde und seiner Kapazität $K$ die Beziehung:

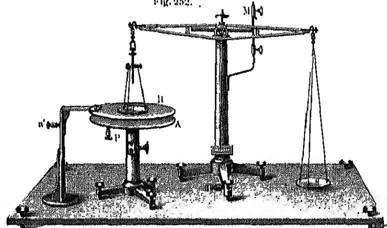
$$K = e/\Phi$$

gelten sollte, mit anderen Worten: Ein Leiter sollte die Kapazität Eins haben, wenn er von der Elektrizitätsmenge Eins zum Potential Eins geladen würde.

Aus dem Coulombschen Gesetz folgte dann, daß die Kapazität sich durch die geometrischen Dimensionen des Leiters ausdrücken ließ; da in bestimmten Fällen einfache Ausdrücke erhalten wurden, so erhielten wir dadurch das Mittel, uns in Gestalt von Leitern mit genau meßbaren Dimensionen Normalkapazitäten von bekanntem Werte herzustellen.

Es ist also nur noch nötig, ein Mittel zur Eichung eines Elektrometers in absoluten Einheiten des Potentials anzugeben. Denn dann können wir durch Ladung einer bekannten Kapazität auf ein bekanntes Potential eine

Fig. 252.




bekannte Elektrizitätsmenge herstellen, die wir zur Eichung eines Faraday-Zylinders benutzen können.

Elektrometer, die eine absolute Messung des Potentials, und somit auch eine Eichung anderer mit ihnen verbundener Elektrometer in absolutem Maß gestatten, nennt man „absolute Elektrometer".

Das bekannteste derartige Instrument ist von W. Thomson (Lord Kelvin) angegeben. An Stelle des sehr kompliziert gebauten Originalinstruments ist in Fig. 252 ein für Vorlesungszwecke geeignetes, vereinfachtes Modell abgebildet [1]). Das Meßprinzip besteht in der Bestimmung der Anziehung der Platten eines Kondensators mittels einer Wage. Da das Feld zwischen den Platten nur in den mittleren Teilen homogen ist, während an den Rändern der Verlauf sehr kompliziert und für die Berechnung der Anziehung unbequem wird, so ist die eine Platte in zwei Teile $B$ und $C$ geteilt, von denen nur der mittlere $C$ beweglich und an der Wage aufgehängt ist. Der ringförmige Teil $B$, der sogenannte „Schutzring", umgibt $C$ mit geringem Abstand und dient nur dazu, das Feld, das auf $C$ wirkt, homogen zu machen. Die Höhe der unteren Platte $A$ ist mikrometrisch verstellbar. $A$ wird mittels der Klemme $P$ mit dem zu eichenden Elektrometer verbunden, $B$ und $C$ sind über die Klemmen $a$ und $a'$ zur Erde abgeleitet.

Sei nun zuerst, so lange $A$ noch ungeladen, die Wage ins Gleichgewicht gebracht, sodann der Anschlag $M$ so weit heruntergeschoben, daß er den

[1]) Es ist leicht möglich, eine beliebige Wage diesem Zwecke anzupassen.

Balken gerade berührt, wenn der Zeiger der Wage auf Null steht, und darauf die Platte $A$ und das mit ihr verbundene Elektrometer geladen, bis letzteres einen Ausschlag von $n$ Skalenteilen anzeigt. Infolge der eintretenden Anziehung der Platten würde die Platte $C$ sich senken, wenn der Anschlag $M$ dies nicht verhinderte. Bestimmt man nun dasjenige Gewicht $G$ in Grammen, das man auf die Schale $S$ legen muß, um die Anziehung eben zu überwinden, d. h. um eine Senkung von S hervorzurufen, so ist der Zug $gG$ dieses Gewichtes gleich der Anziehung der Platten in Dynen. ($g$ = Beschleunigung der Schwere.)

Der Zug längs der senkrecht von einer Platte zur anderen laufenden Kraftröhren beträgt $E^2/8\pi$ pro Quadratzentimeter; also ist, wenn $q$ die ganze Fläche der beweglichen Platte, die Anziehung

$$gG = qE^2/8\pi \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

Ist $d$ der Plattenabstand und $\varphi$ das Potential der unteren Platte (allgemeiner: die Potentialdifferenz beider Platten), so ist $E = \varphi/d$ [§ 89, Gleichung (1)].

Dies gibt, in Gleichung (1) eingesetzt und nach $\Phi$ aufgelöst:

$$\Phi = d\,.\sqrt{8\pi g G/q} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Wählt man hintereinander eine Reihe von möglichst gleichmäßig verteilten Punkten auf der Skala des zu eichenden Instrumentes aus, für die man $\Phi$ nach Gleichung (2) bestimmt, so kann man durch graphische Auftragung von $\Phi$ als Ordinate und $n$ als Abszisse und Verbindung der Punkte eine Kurve erhalten, die auch für die dazwischenliegenden Skalenpunkte $\Phi$ zu ermitteln gestattet.

Es sei bemerkt, daß die „elektrostatische Wage", wie das beschriebene Instrument auch genannt wird, im wesentlichen nur zu Eichzwecken dient; man könnte es ja prinzipiell selbst als Meßinstrument zum Messen von Potentialen gebrauchen; doch ist seine Handhabung viel zu umständlich, da ja jede einzelne Messung längere Zeit erfordert; es wäre also nur möglich, völlig konstante Potentiale damit direkt zu messen.

Andere absolute Elektrometer sind noch u. a. von Mach[1]), sowie von Bichat und Blondlot[2]) konstruiert. Ersterer mißt die Abstoßung, die die beiden sich berührenden Hälften einer geladenen Kugel aufeinander ausüben, und deren Wert bei genügender Entfernung aller anderen Leiter $\Phi^2/8$ beträgt; letztere messen die gegenseitige Einwirkung zweier konzentrischer Zylinder. Beide Instrumente haben vor dem Thomsonschen den Vorteil, daß außer den ein für allemal konstanten Dimensionen der Leiter nur die Kraft gemessen zu werden braucht, während bei Thomson noch die immer etwas unsichere Entfernungsmessung mit eingeht. Dagegen sind die wirkenden Kräfte bei jenen schwächer, die Wage muß also empfindlicher sein.

Wir wollen noch eine Betrachtung über den Meßbereich der Thomsonschen Wage anstellen.

Es betrage etwa $q = 25$ qcm (also der Durchmesser der beweglichen Platte etwa 5,6 cm). Da auch $8\pi$ rund gleich 25 ist, so erhalten wir rund $\Phi = d\,.\sqrt{gG}$. $d$ wird kaum kleiner als etwa 0,5 cm sein dürfen, wenn man noch auf 1 Proz. sicher messen will. Ist also 1 mg die „Empfindlichkeit" der

[1]) Zeitschr. der elektrotechn. Ver. in Wien. Dezember 1883.

[2]) Journ. d. Phys. (2) 5, 1886.

ge, d. h. für 1 Proz. Meßgenauigkeit 100 mg oder 0,1 g das kleinste zu- ge Gewicht, so erhalten wir, wenn wir rund $g = 1000$ setzen, als Minimal- t der noch auf 1 Proz. meßbaren Spannung:

$$\Phi_{min} = 0,5\sqrt{1000 \cdot 0,1} = 5 \text{ cgs-Einheiten.}$$

Dieser Spannung entspricht eine Funkenschlagweite zwischen Kugeln in t von etwa $^1/_8$ mm.

Für ein empfindliches Aluminiumblattelektrometer beträgt aber die obere grenze höchstens etwa 1 cgs-Einheit, so daß ein solches sich mit der ge nicht eichen läßt. Andere, auch für niedrige Spannungen anwendbare sehr bequeme Eichmethoden werden uns später die Gesetze des elek- chen Stromes liefern (§ 101, Fig. 274).

**§ 99. Quadrantenelektrometer; Hankelsches Elektrometer; Hoch- nnungselektrometer.** Während die in § 57 beschriebenen Elektroskope Elektrometer meist nur für rohe Messungen brauchbar sind, sollen im enden noch einige für genauere Messungen geeignete Formen beschrieben den. Ein für die *Messung sehr kleiner Potentialdifferenzen* geeignetes ktrometer ist das von W. Thomson (Lord Kelvin) erfundene[1]) und er von verschiedenen anderen Forschern wesentlich vereinfachte und esserte „Quadrantenelektrometer“.

In Fig. 253 ist das Instrument in der Form, die es durch Mascart er- en hat, abgebildet[2]). Der Messingmantel, der den unteren Teil umgibt, ist ufs Einsicht in das Innere in der Figur fortgelassen. Der Hauptteil ist eine e, runde Dose, die durch zwei aufeinander senkrechte Schnitte und ein Loch Deckel und Boden in vier „Quadranten“ zerlegt ist, von denen jedoch in Figur nur drei abgebildet sind, während der vierte fortgenommen ist, um Innere der Dose sichtbar zu machen. In der Dose schwebt frei eine aus miniumblech bestehende „Nadel“ von der in Fig. 254 dargestellten biskuit- gen Form. Sie ist an einem senkrechten, dünnen Aluminiumstiel befestigt, an zwei dünnen *Kokonfäden hängt, deren Abstand behufs Regulierung* der findlichkeit verstellbar ist[3]). Am oberen Ende des Stieles befindet sich ein gel (Fig. 255) behufs Ablesung der *Drehungen mittels Skala und Fern-* ; am unteren Ende ist eine Platinöse befestigt, die in ein Gefäß mit kon- rierter Schwefelsäure taucht. Mittels eines in dasselbe Gefäß eintauchen- , isoliert durch den Deckel des Instruments geführten Drahtes kann die el geladen werden. Ebenso können die Quadranten, von denen die beiden Fig. 254 mit 1 und die beiden mit 2 bezeichneten untereinander ver- den sind, mittels der den Deckel durchsetzenden Zuführungen geladen den. Außer zur Ladung der Nadel dient das Säuregefäß noch zum ckenhalten der Luft im Instrument und damit auch der isolierenden Glas- zen, sowie zur Dämpfung der Nadelschwingungen.

Befinden sich die beiden Quadranten auf gleichem Potential, so folgt aus Symmetrie der Anordnung, daß auch bei *Ladung der Nadel auf* beliebiges

[1]) Rep. Brit. Assoc. 1855 (2), 22.

[2]) Fabrikant: Stöhrer in Leipzig.

[3]) An Stelle der Bifilaraufhängung kann man auch einen sehr feinen Platin- t benutzen. Dann wirkt nicht die Schwere, sondern die Torsion des Drahtes Richtkraft.

positives oder negatives Potential keine Drehung eintritt. Nadel auf das Potential $+\varphi$ geladen, und das Potential drantenpaares etwas niedriger als das Potential $\varphi_1$ des an

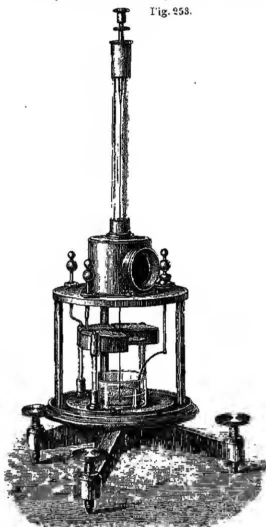


Fig. 253.





die Nad
ein gr
Fläche i
paar $\varphi_2$
Nach
züglich
bücher
Physik
muß, g
Nadel
moment

$$F = a.(\varphi_1 - \varphi_2)[\varphi - 1/2.(\varphi_1 + \varphi_2)$$

wobei *a* eine von den Abmessungen des Instruments abh

Da ferner bei kleinen Winkeln, wie sie bei Anwe ablesung beobachtet werden, die Ausschläge proportional gilt die Gleichung (1) auch noch, wenn man an Stelle von setzt; natürlich hat *dann* die Konstante *a* eine andere Be

Je nach der Größe der zu messenden Potentialdiffere Elektrometer in verschiedener Weise benutzen:

I. Die zu messende Potentialdifferenz ($\varphi_1$ — 
Man verbinde die Nadel mit einer Elektrizitätsquelle,

hierauf geladenen Leidener Flasche[1]), oder noch besser mit einem Pol einer Zambonischen Säule (s. § 108) oder einer galvanischen Batterie (s. § 118) von vielen (50 bis 100) kleinen Elementen, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet ist. Dann ist, wenn man das mittlere Potential der Quadranten $1/2 . (\varphi_1 + \varphi_2)$ gegen $\varphi$ vernachlässigt:

$$S = a . \varphi (\varphi_1 - \varphi_2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Der Ausschlag ist also der zu messenden Potentialdifferenz proportional und kehrt seine Richtung um, wenn man die Quadrantenpaare vertauscht, oder wenn man das Vorzeichen der Nadelladung umkehrt. Die Empfindlichkeit läßt sich durch geeignete Wahl von $\varphi$ in gewissen Grenzen regulieren. Wird $\varphi$ zu groß, so erhält man keine stabile Gleichgewichtslage der Nadel mehr.

II. Das zu messende Potential $\varphi$ ist groß, etwa von der Größe des im Falle I. benutzten Nadelpotentials. Dann kann man den Quadranten durch eine geeignete Quelle, etwa ein oder mehrere galvanische Elemente, eine Potentialdifferenz geben und das zu messende Potential $\varphi$ mit der Nadel verbinden. Auch für diesen Fall gilt Gleichung (2).

III. Für mittlere Potentiale kann man das eine Quadrantenpaar mit der Erde verbinden (also $\varphi_2 = 0$ machen) und das andere mit der Nadel, sowie mit dem zu messenden Potential $\varphi$, so daß $\varphi_1 = \varphi$. Dann wird:

$$S = a/2 . \varphi^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Der Ausschlag wird also dem Quadrat der Potentialdifferenz proportional und geht stets nach derselben Seite, nämlich nach der Seite der abgeleiteten Quadranten hin.

Bei Messungen nach (I.) ist übrigens eine Reihe von Vorsichtsmaßregeln zu beachten, die von W. Hallwachs[2]) näher erörtert sind.

Sämtliche Messungen erfolgen in willkürlichem Maß, solange nicht durch eine Eichung die Konstante $a$ bestimmt ist. Zur Eichung wird man zweckmäßig die bekannte Potentialdifferenz galvanischer Elemente (s. § 118 und 128) benutzen.

Von F. Dolezalek[3]) ist das Quadrantenelektrometer bedeutend verbessert worden; die Empfindlichkeit ist so weit gesteigert, daß man Potentialdifferenzen von weniger als ein Millionstel cgs-Einheiten noch ablesen kann.

Die Quadranten stehen bei dieser Konstruktion auf Bernsteinfüßen, um möglichst vollkommene Isolation zu erzielen; die Nadel besteht aus Silberpapier und ist mitsamt dem nur wenige Quadratmillimeter großen Spiegel an einem feinen Quarzfaden aufgehängt, der bei einem Durchmesser von nur einigen Tausendstel Millimeter nur eine ganz geringe Richtkraft ausübt. Die Ladung der Nadel kann man entweder durch den Quarzfaden zuführen, den man durch einen Überzug von Chlorcalciumlösung leitend gemacht hat, oder besser dadurch, daß man die Nadel für einen Augenblick mit einem feinen Draht berührt, der mit einer galvanischen Batterie von genügend hohem

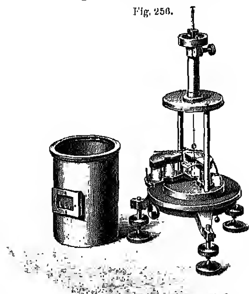
[1]) Bei dem Originalinstrument von W. Thomson ist eine Leidener Flasche in dasselbe eingebaut; der aus Schwefelsäure bestehende innere Leiter der Flasche dient gleichzeitig zur Trockenhaltung und zur Dämpfung der Schwingungen. Die Ladung wird von einem kleinen Hilfselektrometer kontrolliert und mittels eines kleinen Duplikators („Replenisher") (s. § 60) wieder ergänzt, wenn sie sich im Laufe der Zeit verringert hat.

[2]) Wied. Ann. 29, 1 und 300, 1886.

[3]) Zeitschr. f. Instrumentenkunde 21, 345, 1901.

Potential verbunden ist. Die Isolation des Quarzfadens ist so vollkommen, daß die Nadel ihre Ladung stundenlang fast unverändert behält. Fig. 256

Fig. 256.



zeigt das Instrument in der Ausführung von Bartels in Göttingen. (Der Mantel ist abgenommen und die Quadranten auseinandergeklappt.)

Neuerdings hat A. Kleiner[1]) durch Verwendung allerfeinster Platinfäden zur Aufhängung, möglichste Verkleinerung der Nadel und Einschließen des Ganzen in ein luftleeres Gefäß die Empfindlichkeit noch weiter gesteigert.

Fig. 257.

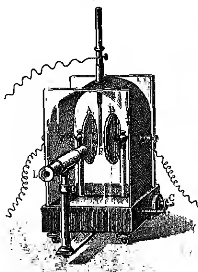
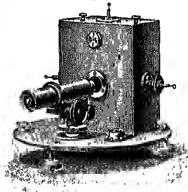


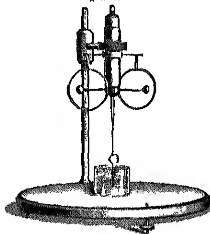
Fig. 258.



Auf eine ebenfalls auf möglichste Steigerung der Empfindlichkeit hinzielende Konstruktion von F. Paschen[2]) kann hier nur hingewiesen werden.

[1]) Vierteljahrsschr. naturf. Ges. Zürich 51, 226, 1906; Beibl. 30, 1158, 1906.
[2]) Phys. Zeitschr. 7, 492, 1906.

Im Prinzip mit dem Quadrantenelektrometer verwandt ist das in Fig. 257 bildete Hankelsche[1]) Elektrometer, das wiederum eine Verbesserung er Konstruktionen von Bohnenberger und Fechner ist. Die beiden ten $A$ und $B$ werden auf gleich hohes positives und negatives Potential den, so daß ein starkes elektrisches Feld zwischen ihnen entsteht. Wenn Aluminiumblättchen $F$ ungeladen ist und genau in der Mitte zwischen Platten, also an einer Stelle hängt, deren Potential Null ist, so erfährt eine Kraftwirkung. Wird aber das Blättchen + oder — geladen, so egt es sich nach der negativen oder positiven Platte hin. Die Beungen werden an der Okularskala des Mikroskopes $L$ abgelesen. Zur ung der Platten benutzten Bohnenberger und Fechner eine Zamische Säule (§ 108); besser nt man nach Hankels gang eine galvanische Batn von etwa 100 Zellen. Empfindlichkeit kann t bis zu einem Ausg von 1 Skalenteil für $^1/_{1000}$ cgs-Einheit geen werden.


Fig. 259.

Hauptvorzüge des Instrutes gegenüber dem Quaten-Elektrometer sind: e rasche Einstellung ohne wingungen (sog. „aperiodi-" Einstellung), seine gen Kapazität, die es zum weis äußerst geringer trizitätsmengen geeignet t, z. B. bei Versuchen über Pyro- und Piëzoelektrizität, und endlich die ehrlichkeit der immer etwas umständlichen Fernrohraufstellung.

Die Firma Siemens und Halske fertigt ein verbessertes Hankelsches trometer nach Heggerow an, in dem zur Isolation Bernstein und Quarz tzt sind. Fig. 258 zeigt eine Ansicht des Instrumentes von außen.

Für die Messung sehr hoher Potentiale kommen einerseits eine Reihe Instrumenten mit Spiegelablesung, andererseits solche mit Zeigerablesung bereits vom Fabrikanten geeichter Skala in Betracht. Letztere sind im rauch sehr bequem, doch selten genauer als etwa 1 Proz., wegen der nicht zu vermeidenden Achsenreibung. Die Spiegelinstrumente gestatten ere Relativgenauigkeit der Ablesung, müssen aber jedesmal besonders ht und bezüglich der Konstanz der Eichung fortlaufend kontrolliert werden.

Von Spiegelinstrumenten seien die Konstruktionen von Heydweiller[2]), hi[3]) und von Ebert und Hoffmann[4]) kurz besprochen.

Das Heydweillersche Elektrometer zeigt Fig. 259; der zum Schutz n Luftströmungen und äußere elektrische Einwirkungen dienende Metall-

[1]) Pogg. Ann. 103, 209, 1858.
[2]) Zeitschr. f. Unterr. 8, 255, 1893.
[3]) Rend. di Bologna (3) 7, 189, 1879.
[4]) Zeitschr. f. Instrumentenkunde 18, 1, 1898.

mantel ist fortgelassen. Das bewegliche System besteht aus einem S-förmig gebogenen Draht mit kugelförmigen Enden, der durch seinen Aufhängedraht leitend mit einem festen Leitersystem verbunden ist, das hauptsächlich aus zwei Ringen besteht, die abstoßend auf die Kugeln wirken. Zur Ablesung der Drehungen dient ein Spiegel; die Drehungen sind annähernd den Quadraten der angelegten Potentialdifferenzen proportional.

Das **Righi**sche Elektrometer kann man sich aus einem Quadrantenelektrometer in Schaltung III entstanden denken, von dem das zur Erde abgeleitete Quadrantenpaar entfernt ist. Dann wirkt bloß die gegenseitige Abstoßung zwischen dem übrig bleibenden Quadrantenpaar und der Nadel; die Empfindlichkeit ist also gegenüber dem gewöhnlichen Quadrantenelektrometer verringert, der Meßbereich nach oben hin vergrößert.

Fig. 260a.

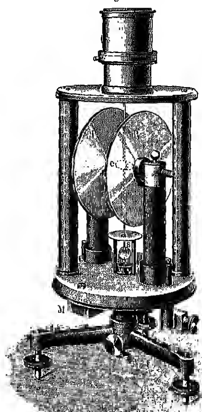



Fig. 260b.




Das von **Edelmann** in München ausgeführte Elektrometer nach **Ebert** und **Hoffmann** (Fig. 260a) stellt eine konstruktive Verbesserung eines von **Bjerkness**[1]) erdachten Instrumentes dar. Die zu messende Potentialdifferenz wird mit den Platten $PP$ verbunden; das zwischen diesen entstehende Feld wirkt drehend auf ein an zwei Drähten hängendes, mit seiner Längsachse

[1]) Wied. Ann. 48, 594, 1893.

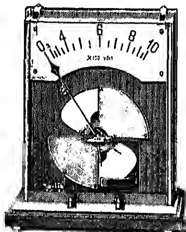
ı 45° gegen die Feldrichtung geneigtes Aluminiumellipsoid $c$, das nebst n mit ihm verbundenen weiteren Teilen, nämlich einem Spiegel $s$ und einem npferzylinder $c$ in Fig. 200b noch einmal besonders abgebildet ist. Der npferzylinder schwingt zwischen den Polen eines Magneten $M$ und bewirkt durch eine rasche Dämpfung der Schwingungen (siehe Kap. „Induktionsströme"). Die Feldstärke nn durch Änderung der tfernung der Platten $PP$ guliert werden, so daß s Instrument für einen nälich weiten Meßbereich auchbar ist.

Da die Kraftwirkung f das Ellipsoid theoretisch rechenbar und auch die roktionskraft der Bifilarfhängung leicht meßbar , so kann das Instrument ch als absolutes Elektrotor dienen.

Von Elektrometern mit igerablesung seien außer m bereits in Fig. 110 abbildeten Braunschen Innment noch folgende schrieben:

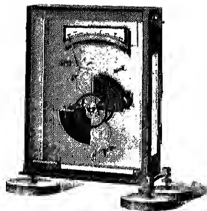
Das sogenannte „elekstatische Voltmeter" ch W. Thomson (Lord lvin) ist in Fig. 201 in r Form dargestellt, die n neuerdings von der rma Hartmann und ann (Frankfurt a. M.) geben wurde, und die mentlich zu Demonstransszwecken geeignet ist. ne S-förmige Nadel aus uminium ist mit der einen, ı festes Leitersystem in rm eines Quadrantenares mit der anderen Zuleitung verbunden. Werden beide auf verschiedenes tential gebracht, so tritt eine Anziehung zwischen ihnen ein. Als Richtaft dient eine Spiralfeder, die sich bei Bewegung der Nadel anspannt. Zur mpfung der Schwingungen (durch Induktionsströme) dient ein das untere deinde eng umschließender Hufeisenmagnet.

Fig. 201.




1:6

Fig. 202.



Mehr dem Thomsonschen Originalinstrument entsprechend ist das in g. 202 abgebildete Instrument von Siemens und Halske. Die Zuleitungen finden sich an der Rückwand; als Richtkraft dient die Schwere, indem

kleine, hakenförmige Gewichtchen an das untere Ende der Nadel angehängt werden. Durch Verwendung verschiedener derartiger Gewichte erhält man verschiedene Empfindlichkeitsbereiche.

Fig. 263.

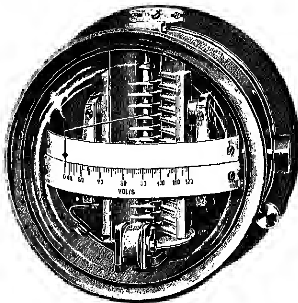
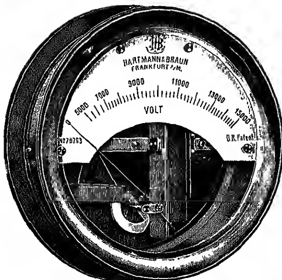



Fig. 264.




Denkt man sich mehrere Nadeln und Quadrantenpaare derart miteinander verbunden, daß alle Nadeln zusammen auf einer gemeinsamen Achse sitzen, so erhält man das sogenannte W. Thomsonsche „Multicellular-

können die angeführten Zahlen natürlich nur einen ungefähren Anhalt geben.

Als Maßeinheit des Potentials ist in der Tabelle die von der Elektrotechnik eingeführte Einheit, das „Volt", benutzt. Die Bedeutung dieser Einheit und ihre Herleitung kann erst später angegeben werden. Hier genüge die Angabe, daß eine absolute elektrostatische Spannungseinheit gleich 300 Volt ist. Man erhält also die Empfindlichkeiten oder Meßbereiche in cgs-Einheiten, indem man die angeführten Zahlen durch 300 dividiert.

Elektrometertabelle.

| Bezeichnung | Meßbereich | Bemerkungen |
|---|---|---|
| | Volt | |
| Blättchenelektrometer (verschiedener Konstruktion) | 50 bis 200 | Meist willkürliche Skala |
| Papierelektroskop nach Kolbe | ca. 500 bis 4000 | Ohne Skala |
| Elektrometer nach Braun | 500 bis 1 500 oder 1 000 bis 3 000 oder 2 000 bis 10 000 | In Volt geeichte Skala |
| Elektrostatisches Voltmeter nach W. Thomson (Lord Kelvin) | 500 bis 2 000 oder 1 000 bis 4 000 oder 2 500 bis 10 000 | In Volt geeichte Skala |
| Multicellularelektrometer | 40 bis 120 oder 150 bis 400 | In Volt geeichte Skala |
| Elektrometer n. Heydweiller | 8 000 bis 60 000 | Ablesung mit Spiegel und Fernrohr; jedesmalige Eichung nötig |
| Elektrometer nach Righi | 3 000 bis 30 000 | |
| Elektrometer nach Ebert und Hoffmann | 10 bis 10 000 | Spiegelablesung; mehrere Meßbereiche; absolute Eichung möglich |
| | 1 Skalenteil = Volt | |
| Quadrantenelektrometer nach: | | |
| a) W. Thomson, Mascart usw. | 1/100 bis 1/1000 | Fernrohrablesung |
| b) Dolezalek | 1/1000 bis 1/10 000 | |
| c) Kleiner | 1/1 000 000 | |
| Elektrometer nach Hankel | 1/10 bis 1/100 | Mikroskopablesung |

Fünftes Kapitel.

# Der elektrische Strom.

---

**§ 100. Langsam veränderliche Felder; elektrischer Strom; Ohmsches Gesetz.** Bei den bisherigen Betrachtungen haben wir das elektrische Feld entweder als völlig konstant betrachtet, oder aber, wenn wir etwa Leiter oder Dielektrika bewegten, oder die Ladung von Leitern veränderten, als so langsam veränderlich, daß der Zustand in jedem Augenblick als ein Gleichgewichtszustand betrachtet werden konnte. Den Vorgang der Leitung, der eintritt, wenn zwei auf verschiedenem Potential befindliche Leiter durch irgend einen dritten leitenden Körper verbunden werden, haben wir zwar verschiedentlich erwähnt, doch seine Gesetze nicht näher untersucht; die Ermittelung dieser Gesetze bildet den Inhalt der folgenden Paragraphen.

Um den zeitlichen Verlauf des Potentials einer Leidener Flasche, deren Belegungen durch einen leitenden Körper verbunden sind, bequem untersuchen zu können, dürfen wir zur Verbindung keinen zu guten Leiter, also nicht etwa einen Metalldraht, nehmen, denn dann erfolgt der Vorgang so schnell, daß nur ganz besonders feine Versuchsanordnungen, die wir später kennen lernen werden, den Verlauf zu verfolgen gestatten.

Zum bloßen Nachweise der außerordentlich kurzen Dauer der Entladung einer Leidener Flasche durch einen Metalldraht verbinde man eine Flasche mit den Konduktoren einer rasch umlaufenden, selbsterregenden Influenzmaschine, so daß die Funken zwischen den Konduktoren überspringen. Beobachtet man im verdunkelten Zimmer, so stehen die vom Funkenlicht beleuchteten Knöpfe der rollenden Scheibe scheinbar still. Sie haben sich also während der Dauer einer Entladung nur um eine ganz unmerkliche Strecke fortbewegt. Nimmt man an, daß die Scheibe fünf Umdrehungen pro Sekunde mache, also bei 10 cm Abstand der Knöpfe von der Achse die Geschwindigkeit der Knöpfe

$$v = 2\pi \cdot 10 \cdot 5 = 314 \text{ cm/sec}$$

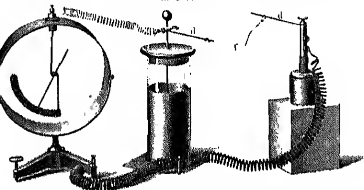
betrage, und daß eine Verschiebung von etwa $1/3$ mm noch bemerkt werden könne, so folgt, daß die Dauer einer Entladung weniger als etwa $1/10000$ Sekunde beträgt. (Über Messung der Entladungsdauer s. Kap. „Elektrische Schwingungen".)

Um langsam verlaufende und bequem zu beobachtende Entladungen zu erhalten, benutzen wir als leitende Verbindung der Belegungen Bindfäden; die geeignete Länge und Dicke der Fäden hängt sehr vom Fadenmaterial ab und muß durch Ausprobieren ermittelt werden. Verf. benutzt zu den folgenden Versuchen Leinenfäden von etwa 20 cm Länge und $1/2$ mm Dicke.

Erster Versuch: Ein Bindfaden $f$ (Fig. 265) ist mit seinen Enden an Drahthäkchen geknüpft, die über zwei mit den Belegungen einer gut

...rondon[1]) Leidener Flasche vorhandene steife Drähte $dd$ gehängt ... Wir laden die Flasche und überlassen sie dann sich selbst. Wir ... daß die an einem Braunschen Elektrometer abgelesene Spannung ...sche erst rasch, dann immer langsamer sinkt und schließlich unmerk...rd. Heben wir in einem beliebigen Moment mittels eines Glas- oder

Fig. 265.




...mmistabes den Faden ab, so steht das Elektrometer sofort still; die ...ung ist also wirklich durch das Vorhandensein des leitenden Fadens ...

...e folgende Tabelle enthält eine Darstellung des zeitlichen Verlaufes ...annung:

| $t$ (Sekunden) | $\varphi$ (Volt) | $lg_n \varphi$ | Differenz |
|---|---|---|---|
| 0 | 1640 | 7,41 | |
| | | | 0,20 |
| 30 | 1350 | 7,21 | |
| | | | 0,19 |
| 60 | 1120 | 7,02 | |
| | | | 0,18 |
| 90 | 930 | 6,84 | |
| | | | 0,18 |
| 120 | 780 | 6,66 | |
| | | | 0,17 |
| 150 | 660 | 6,49 | |
| | | | 0,18 |
| 180 | 550 | 6,31 | |
| | | | Mittel 0,18 |

...e erste Zeile der Tabelle enthält die Zeit in Sekunden, die zweite die ...ltete Potentialdifferenz in Volt[2]), die dritte deren natürlichen Loga...s[3]), die vierte die Differenz zweier aufeinander folgender Logarithmen.

...Flasche und Elektrometer zusammen dürfen, wenn kein Faden aufliegt, ...s 15 Minuten höchstens die Hälfte ihrer Ladung verlieren. Eventuell müssen ...utzten Flaschen neu lackiert werden.

[2]) Siehe S. 285.

[3]) Die Basis der natürlichen Logarithmen ist $e = 2{,}71828$. Man erhält den ...hen Logarithmus aus dem gewöhnlichen Briggschen mit der Basis 10 durch ...kation mit 2,3026. Der Grund für die Wahl der natürlichen Logarithmen ...äter unten klar werden.

Wie man sieht, sind die Zahlen der vierten Zeile nahezu konst 0,18. Trägt man also $t$ als Abszisse und $lg_n \Phi$ als Ordinate ei winkligen Koordinatensystems graphisch auf, so erhält man als Ve linie der Endpunkte der Ordinaten eine Gerade (Fig. 266). i Neigungswinkel dieser Geraden und setzt man zur Abkürzung,

$$tg\,\alpha = a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

so wird, wenn $\Phi_1$ und $\Phi_2$ zwei beliebige Potentialwerte und $t_1$ zugehörigen Zeiten bedeuten:

$$lg_n(\Phi_1) - lg_n(\Phi_2) = lg_n(\Phi_1/\Phi_2) = a(t_2 - t_1) \quad .$$

Gleichen Zeitdifferenzen entsprechen also gleiche Werte vo d. h. es verschwindet in jeder Sekunde nicht ein bestimmter Betrag ein **bestimmter Bruchteil** des jeweilig vorhandenen Potentialwe absolute Verlust nimmt dagegen mit zunehmender Entladung ab, z. B. in den ersten 30 Sekunden der Verlust 290 Volt, in d 30 Sekunden nur noch 110 Volt. Aus obiger Tabelle berechnet sic vorliegenden speziellen Fall

$$a = 0,18 : 30 = 0,006 = lg_n(1,006)$$

In einer Sekunde vermindert sich also *das* Potential um 0,6 Proz.

Setzt man in Gl. (2) $t_1 = 0$ und bezeichnet mit $\Phi_0$ das Po Beginn der Beobachtung, so ist, wenn man jetzt einfach $\Phi_2 = \Phi$ setzt, $lg_n(\Phi_0/\Phi) = at$, oder nach der Definition des natürlichen Log

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-at} \quad . \quad . \quad .$$

Fig. 267 stellt den Verlauf von $\Phi$ nach Gl. (3) graphisch gestrichelte Teil der Kurve zeigt den Verlauf, den man bei weit

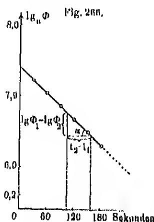


Fig. 266.

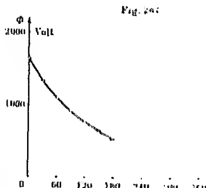


Fig. 267.

setzung der Beobachtung erhalten würde. *Man bezeichnet* eine Ku Gestalt, der wir später noch öfters begegnen werden, als „Exp kurve". Wir wollen die *Gl. (2)* auf einen sehr kleinen Zeitrau wenden, während dessen das Potential nur um den sehr kleinen B abnimmt; wir setzen also:

$$\Phi_1 = \Phi, \quad \Phi_2 = \Phi - \delta\Phi, \quad t_2 - t_1 = \delta t$$

Dann geht Gl. (2) über in:

$$lg_n(1 - \delta\Phi/\Phi) = a.\delta t.$$

Da nun $\delta\Phi/\Phi$ ein sehr kleiner echter Bruch, so ist nach einem bekannten Satz über die Eigenschaften des natürlichen Logarithmus:

$$lg_n(1 - \delta\Phi/\Phi) = -\delta\Phi/\Phi,$$

oder

$$\delta\Phi/\delta t = -a.\Phi \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Die Geschwindigkeit, mit der die Spannung der Flasche sinkt, ist also dem jeweiligen Werte der Spannung proportional.

Die Gleichungen (2) (3) und (4) sind nur verschiedene Ausdrucksformen derselben Tatsache und lassen sich auf rein mathematischem Wege ineinander umformen. Man kann also überall, wo man zu einer Gleichung von der Form einer von ihnen gelangt, ohne weiteres auch auf die Gültigkeit der beiden anderen schließen.

Zweiter Versuch. Wir ändern die Kapazität, indem wir an Stelle einer Flasche deren zwei, drei usw. von gleicher Größe einschalten. Dann findet die Entladung zwar noch immer nach demselben Gesetze statt, wie bei einer Flasche, aber mit immer geringerer Geschwindigkeit. Um die Werte der Konstante $a$, durch die ja die Entladungsgeschwindigkeit gemessen wird, bei verschiedenen Kapazitäten miteinander zu vergleichen, genügt es, die Zeiten zu bestimmen, während deren das Potential auf einen willkürlich gewählten Bruchteil, etwa auf die Hälfte des Anfangswertes, sinkt. Denn dann muß nach Gl. (3) das Produkt $at$ einen ganz bestimmten Wert haben. Wenn wir also bei verschiedenen Werten der Kapazität $K_1$, $K_2$ ... die zur Entladung auf die Hälfte nötigen Zeiten mit $t_1$, $t_2$ ..., die gesuchten Werte von $a$ mit $a_1$, $a_2$ ... bezeichnen, so ist:

$$a_1 t_1 = a_2 t_2 = \ldots \quad \text{oder} \quad a_1/a_2 = t_2/t_1 \quad \ldots \quad (5)$$

Folgende Tabelle enthält die Resultate einer Beobachtungsreihe:

| Flaschenzahl | Halbierungszeit in Sekunden |
|---|---|
| 1 | 48 |
| 2 | 95 |
| 3 | 143 |

Die Zeiten verhalten sich also wie die Flaschenzahlen oder wie die Kapazitäten, so daß:

$$a_1/a_2 = K_2/K_1 \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

oder wenn wir mit $b$ eine neue, nur noch von den Eigenschaften des leitenden Fadens abhängige Konstante bezeichnen:

$$\underline{a = b/K} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Das Resultat wird bedeutend anschaulicher, wenn wir statt der Potentiale die Ladungen der Flaschen betrachten. Es ist die Ladung: $e = \Phi . K$, also $\delta e/\delta t = K . \delta\Phi/\delta t$. Setzen wir dies, sowie Gl. (7) in Gl. (4) ein, so erhalten wir:

$$\underline{-\delta e/\delta t = b . \Phi} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Die Geschwindigkeit, mit der sich infolge des Vorhandenseins einer leitenden Verbindung die Ladung der Flaschen ändert, ist also proportional der Spannung der Flasche; sie ist ferner abhängig von der Beschaffenheit des Fadens, dagegen unabhängig von der Kapazität der Flasche.

Der schon im dritten Kapitel eingeführte Name „Leiter" der Elektrizität weist darauf hin, daß man sich im Rahmen der alten Fluidumtheorie den Vorgang des Ladungsausgleichs zwischen zwei geladenen Körpern als ein Strömen des elektrischen Fluidums durch den verbindenden Leiter hindurch vorstellte. Im Anschluß an diese Vorstellung bezeichnete man den Vorgang, der in den eben angeführten Beobachtungen zunächst nur in der zeitlichen Änderung des elektrischen Zustandes der Flaschen besteht, als einen „elektrischen Strom"[1]).

Es ist offenbar ganz gleichgültig, wenn etwa die innere Belegung der Flasche + geladen war, ob nur die + Elektrizität strömt und die ruhende — Elektrizität der äußeren Belegung neutralisiert, oder ob nur die — Elektrizität in entgegengesetzter Richtung strömt, oder endlich ob beide sich mit gleicher oder ungleicher Geschwindigkeit entgegengesetzt bewegen. Es ist deshalb auch rein konventionell, daß man eine von beiden Richtungen, und zwar die Bewegungsrichtung der positiven Elektrizität, als „Stromrichtung" bezeichnet.

Die konventionelle Natur dieser Bezeichnungsweise erhellt am besten daraus, daß man sie auch jetzt noch beibehält, obgleich die Ergebnisse der neuesten Forschungen es sehr wahrscheinlich machen, daß wenigstens bei der Leitung in Metallen im wesentlichen nur die negative Elektrizität sich bewegt, so daß die wirkliche Bewegung der „Stromrichtung" gerade entgegengesetzt verläuft.

Die in Gl. (8) auftretende Größe

$$-\delta e/\delta t = J \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

ist die zeitliche Abnahme der Ladung der Flasche; im Sinne der eben geschilderten Vorstellung bedeutet sie aber auch die gesamte Elektrizitätsmenge, positive und negative zusammengenommen, die in der Zeiteinheit durch irgend einen Querschnitt des verbindenden Leiters hindurchfließt. Wir bezeichnen deshalb $J$ als die „Stromstärke" in dem verbindenden Leiter.

Je kleiner $b$ ist, desto schwächer ist der Strom, einen desto größeren Widerstand bietet also gleichsam der Leiter der Bewegung der Elektrizität. Wir können deshalb den reziproken Wert von $b$:

$$1/b = W \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

als den „Widerstand" des Leiters bezeichnen.

Setzt man Gl. (9) und (10) in (8) ein, so erhält man:

$$\underline{J = \Phi / W} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Gl. (11) ist der mathematische Ausdruck für das nach G. S. Ohm benannte „Ohmsche Gesetz"[2]).

[1]) Der Ausdruck findet sich zuerst bei A. Volta (1792); doch wurde er erst 1821 durch Ampères Arbeiten weiter verbreitet.

[2]) Das Gesetz ist zuerst in der im Jahre 1827 veröffentlichten Abhandlung Ohms: „Die galvanische Kette, mathematisch bearbeitet" ausgesprochen. Es wird dort durch Versuche an metallischen Leitern abgeleitet. Daß auch für diese dieselben Verhältnisse gelten, werden wir weiter unten zeigen.

Das Gesetz lautet in Worten:

A. **Die Stromstärke in einem Leiter ist der Potentialdifferenz seiner Enden direkt, seinem Widerstand umgekehrt proportional.**

Man sieht aus dem Vorhergegangenen, daß bloß die Proportionalität mit der Potentialdifferenz eine Beobachtungstatsache ist, daß dagegen die festgesetzte Proportionalität mit dem reziproken Widerstand einfach eine Definition des Begriffs „Widerstand“ bedeutet.

**Dritter Versuch.** Die nächste Aufgabe der Untersuchung soll die Auffindung des **Zusammenhanges zwischen dem Widerstande und der Gestalt eines Leiters** sein. Wir führen in Gl. (3) den Wert von $u$ aus Gl. (7) und (10) ein, also $u = h/K = 1/WK$ und erhalten:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-t/WK} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

oder für den Vergleich mit der Beobachtung bequemer:

$$\lg \frac{\Phi_0}{\Phi} = \frac{t}{WK} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12')$$

Beobachten wir also bei gleicher Kapazität, aber verschiedenen Werten von $W$, d. h. bei Einschaltung verschieden gestalteter Fäden die Zeiten $t_1$ $t_2$ usw., die zur Erzeugung derselben relativen Änderung von $\Phi$, etwa bis zum Abfall auf die Hälfte des Anfangswertes nötig sind, so muß:

$$t_1 / W_1 = t_2 / W_2 \text{ usw.}$$

oder

$$W_1 / W_2 = t_1 / t_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

sein. Die Widerstände verhalten sich also wie die zur Erzeugung gleicher relativer Potentialänderungen nötigen Zeiten.

Wir hängen zunächst statt des einen Fadens deren zwei, drei usw. von gleicher Größe **kettenartig** aneinander und beobachten jedesmal die Entladungsgeschwindigkeit. Folgende Tabelle enthält die Resultate einer derartigen Beobachtungsreihe:

| $n$ (Fadenzahl) | $t$ (Halbierungszeit) | $t/n$ |
|---|---|---|
| 1 | 47 Sek. | 47 |
| 2 | 96 „ | 48 |
| 3 | 143 „ | 47,7 |

Aus der dritten Spalte geht hervor, daß $t$, also nach Gl. (13) auch $W$, proportional $n$ ist. Die Widerstände der aus mehreren gleichen aneinandergereihten Fäden gebildeten Leiter verhalten sich also wie die Fadenzahl. Da nun mehrere aneinandergehängte Fäden offenbar gleichbedeutend mit einem einzigen Faden von der Gesamtlänge aller sind, so können wir auch sagen:

B. **Der Widerstand eines zylindrischen Leiters ist seiner Länge proportional.**

**Vierter Versuch.** Um die Abhängigkeit des Widerstandes vom Querschnitt zu untersuchen, legen wir mehrere gleiche Fäden **nebeneinander**

über die Drahte $dd$; dann entsprechen offenbar $n$ Fäden einem einzigen Faden vom $n$-fachen Querschnitt. Folgende Tabelle enthält die Resultate einer Beobachtungsreihe.

| $n$ | $t$ | $t \cdot n$ |
|---|---|---|
| 1 | 49 | 49 |
| 2 | 23 | 46 |
| 3 | 16 | 48 |

Die Bedeutung der Zeichen ist dieselbe, wie in der vorigen Tabelle; die letzte Zeile zeigt, daß $t \cdot n$ konstant, also $t$ und somit auch $W$ der Fadenzahl $n$ oder dem Fadenquerschnitt umgekehrt proportional ist. Also:

C. Der Widerstand eines zylindrischen Leiters ist seinem Querschnitt umgekehrt proportional.

Wir können die Sätze B. und C. in die eine Formel

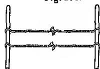
$$W = \frac{L}{q \cdot \varkappa} \quad \dots \dots \dots \quad (14)$$

zusammenfassen. Hierbei bedeutet $\varkappa$ eine nur vom Material des Leiters abhängige Konstante, die wir als seine „Leitfähigkeit" bezeichnen wollen (s. S. 296). Setzen wir in Gl. (14) $L = q = 1$, so folgt:

D. Die Leitfähigkeit ist der reziproke Wert des Widerstandes eines Stabes von 1 cm Länge und 1 qcm Querschnitt.

Ferner benutzt man oftmals auch den reziproken Wert der Leitfähigkeit $s = 1/\varkappa$, den man als den „spezifischen Widerstand" bezeichnet. (Tabellen s. weiter unten, §§ 123 bis 126.) An Stelle von Gl. (14) tritt dann die Gleichung:

Fig. 268.





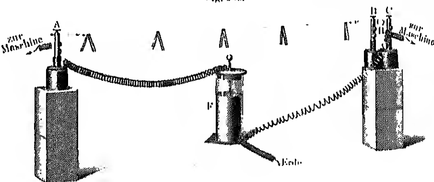
$$W = \frac{s L}{q} \quad \dots \dots \quad (15)$$

Fünfter Versuch. Wir können das Resultat, daß der Widerstand eines Leiters außer vom Material nur von dem Verhältnis $L/q$ abhängt noch dadurch prüfen, daß wir gleichzeitig $L$ und $q$ in gleichem Maße verändern; dann muß offenbar $W$ dasselbe bleiben. Die Ausführung geschieht am einfachsten so, daß man einen einzelnen Faden mit den in Fig. 268 dargestellten Kombinationen von vier oder neun gleichartigen Fäden vergleicht, die denselben Widerstand haben müssen wie der einfache Faden.

**§ 101. Konstanter Strom; Spannungsgefälle.** Erster Versuch. (Fig. 269.) Zwischen zwei Holtzschen Klemmen $A$ und $B$ ist ein 2 bis 3 mm dicker Bindfaden von etwa 1 m Länge ausgespannt; die innere Belegung einer Leidener Flasche $F$ ist mit $A$, die äußere Belegung mit einer dritten Klemme $C$ verbunden; durch einen Drahtbügel $D$ kann $C$ mit $B$ verbunden werden. An dem Faden sind in ungefähr gleichen Abständen aus Seidenpapier geschnittene Doppelstreifen angeklebt, die als Elektroskope dienen sollen. Von $A$ und $C$ führen Leitungen zu einer Elektrisiermaschine.

Der Bügel $D$ sei zunächst entfernt und die Flasche geladen; dann zeigen alle Elektroskope gleichen Ausschlag. Wenn wir jetzt $B$ mit $C$ durch den Bügel verbinden, so wird das letzte Elektroskop dicht bei $B$ sofort auf Null sinken, das erste, dicht bei $A$, bleibt zunächst unverändert, während die zwischen beiden liegenden einen von $A$ nach $B$ hin kleiner werdenden Ausschlag annehmen. Während also auf einem im Gleichgewicht befindlichen Leiter das Potential überall gleichen Wert hat, entsteht auf einem Leiter,

Fig. 280.




durch den ein Strom fließt, ein „Spannungsgefälle" oder „Potentialgefälle", d. h. eine Änderung der Spannung von Punkt zu Punkt.

Ein Maß für das Spannungsgefälle erhalten wir durch folgende Festsetzung:

A. Spannungs- oder Potentialgefälle ist die Potentialdifferenz zweier um 1 cm voneinander entfernter Punkte des Leiters.

Ist das Gefälle von Punkt zu Punkt verschieden, so müssen wir die sehr kleine Potentialdifferenz $\delta\Phi$ zweier um die sehr kleine Strecke $\delta s$ entfernten Punkte des Leiters durch diese Strecke dividieren. Es ist also das Gefälle:

$$\delta_1 \Phi = \delta\Phi / \delta s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Nach § 90 ist das Potentialgefälle gleichbedeutend mit der elektrischen Kraft; ein elektrischer Strom in einem Leiter ist also stets mit dem Vorhandensein einer in die Stromrichtung fallenden elektrischen Kraft verknüpft; die Vorstellung liegt nahe, daß diese elektrische Kraft es ist, welche die Bewegung der Elektrizität in der Stromrichtung unterhält.

In dem Maße, wie mit abnehmender Ladung der Flasche die Stromstärke abnimmt, vermindert sich auch das Spannungsgefälle, indem alle Elektroskope gleichzeitig sinken, und zwar um so rascher, je näher sie sich an $A$ befinden.

Zweiter Versuch. Wir verbinden die Flasche noch mit einem beliebigen Elektrometer (wie in Fig. 270) und drehen während des Stromdurchgangs die Elektrisiermaschine langsam so, daß das Potential der Flasche konstant bleibt, daß also die durch den Strom bewirkten Ladungsverluste fortwährend ersetzt werden. Unsere frühere Definition des Stromes als des pro Sekunde eintretenden Ladungsverlustes der Flasche ist hier nicht mehr benutzbar, da ja die Ladung konstant bleibt; die Definition als pro Sekunde

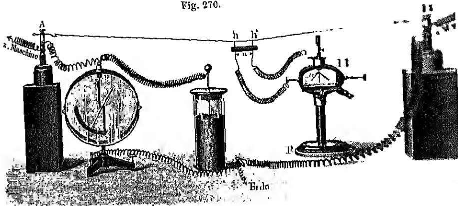
durch den Leiterquerschnitt fließende Elektrizität ... ein Gedankenbild, da wir ja das Fließen selbst nicht wahrnehmen. Das jetzt bestehende Spannungsgefälle gibt uns Veranlassung, auch jetzt denselben Vorgang im Leiter zu vermuten, den wir vorhin als Strom bezeichnet hatten.

Die Beobachtung zeigt, daß jetzt nicht nur das Potential der Flasche, sondern auch dasjenige sämtlicher Punkte des leitenden Fadens zeitlich konstant bleibt. Wir haben jetzt also ein zeitlich konstantes Spannungsgefälle, und wenn wir nunmehr dieses als Maß des Stromes betrachten, auch einen „konstanten Strom" im Leiter.

Die Leidener Flasche, deren Ladung sich jetzt ja gar nicht mehr ändert, ist dann gar nicht mehr an dem Vorgang beteiligt. Wir erhalten in der Tat das Spannungsgefälle am Faden, wenn wir die Flasche entfernen, so daß die von der Elektrisiermaschine gelieferte Elektrizität direkt durch den Faden fließt. Nur machen sich jetzt alle Ungleichmäßigkeiten beim Drehen der Maschine stärker bemerkbar. Die Leidener Flasche wirkt hier offenbar in ähnlicher Weise ausgleichend wie der Windkessel einer Pumpe, indem sie bei plötzlicher Beschleunigung der Maschine den Überschuß an Elektrizität aufnimmt, bei plötzlicher Verzögerung eine Zeit das Fehlende liefert.

Dritter Versuch. Um das Gesetz festzustellen, nach welchem die Spannung längs des Leiters verläuft, erzeugen wir einen konstanten Strom in dem Leiter $AB$ (Fig. 270), indem wir durch gleichmäßiges Drehen

Fig. 270.




Elektrisiermaschine eine am Elektrometer I ablesbare konstante Spannungsdifferenz an seinen Enden aufrecht erhalten.

Ein Blättchenelektrometer II ist durch eine Paraffinplatte $P$ isoliert und Gehäuse und Blättchen sind durch möglichst biegsame Drahtspiralen mit zwei Drahthäkchen $h$ und $h'$ verbunden, die mittels eines Hartgummigriffes in konstantem Abstand $a$ gehalten werden und längs des Leiters verschoben werden können.

Das Elektrometer II zeigt also die Spannungsdifferenz an, die an zwei um die Strecke $a$ voneinander entfernten Punkten des Leiters herrscht.

Wenn wir nun die Drahthäkchen langsam an dem Leiter entlang schieben, so finden wir, daß sich das Elektrometer II nach einigen Schwankungen stets wieder auf denselben Ausschlag einstellt, daß also die Spannung

differenz gleich weit voneinander entfernter Punkte überall dieselbe ist. Denken wir uns die Haken jedesmal um ihren eigenen Abstand $a$ von $B$ nach $A$ hin verschoben, so erhalten wir für gleiche Verschiebungen jedesmal denselben Spannungsanstieg. Wenn wir also die Spannung über den einzelnen Punkten des Leiters als Ordinaten auftragen, so erhalten wir eine gerade Linie (Fig. 271 a). Das Spannungsgefälle ist dann offenbar:

$$\delta_1 \Phi = \delta \Phi / a = \Phi / L \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

wo $L$ die Gesamtlänge des Leiters und $\Phi$ die Potentialdifferenz seiner Enden.

In Worten lautet das Resultat unseres Versuches:

B. Längs eines zylindrischen Leiters ist das Spannungsgefälle konstant.

Vierter Versuch. Wir ändern die Anordnung des dritten Versuches dadurch, daß wir die Leidener Flasche und das Elektrometer I durch untergelegte Paraffinplatten isolieren und einen beliebigen Punkt $D$ des leitenden Fadens mittels eines übergehängten Drahthakens zur Erde leiten [1]).

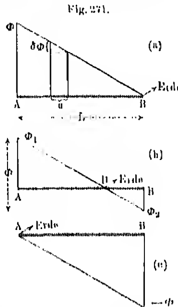


Fig. 271.

Wir finden, daß bei unverändertem Ausschlag des Elektrometers I auch das Spannungsgefälle am Leiter dasselbe geblieben ist. Da jetzt aber notwendig das Potential im abgeleiteten Punkte $D$ des Fadens gleich Null ist, so folgt, daß jetzt die Potentialverteilung durch Fig. 271 b dargestellt ist. Es haben jetzt beide Belegungen der Flasche ein von Null verschiedenes Potential, die innere ein positives $\Phi_1$, die äußere ein negatives $\Phi_2$, wobei die algebraische Differenz $\Phi_1 - \Phi_2 = \Phi$ ist. Leiten wir endlich das Ende $A$ zur Erde, so erhalten wir die in Fig. 271 c dargestellte Verteilung. Zählen wir in allen drei Fällen mittels eines Metronoms die Umdrehungsgeschwindigkeit der Maschine, die zur Erhaltung derselben Potentialdifferenz der Belegungen nötig ist, so finden wir sie in allen Fällen gleich; es ist also auch die Elektrizitätszufuhr, d. h. die Stromstärke, dieselbe. Wir finden somit:

C. Das Potentialgefälle in einem gegebenen Leiter hängt nur von der Stromstärke ab, und ist unabhängig davon, welcher Punkt des Leiters zur Erde geleitet ist.

In der Gl. (1) des vorigen Paragraphen, die das Ohmsche Gesetz ausdrückte, bedeutet demnach $\Phi$ allgemein die Potentialdifferenz der Leiterenden, ganz unabhängig von den Absolutwerten des Potentials; wir können also auch schreiben:

$$J = (\Phi_1 - \Phi_2) / W = \Phi / W \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

[1]) Falls eine Reibungselektrisiermaschine als Quelle für die Ladung dient, muß deren Reibzeug isoliert und mit $B$ verbunden werden.

Bezeichnen wir den Widerstand des Leiterstückes $a$ mit $w$, so ist offenbar $a/L = w/W$, was in (2) und (3) eingesetzt ergibt:

$$\underline{\delta \Phi / w = \Phi / W = J}$$

In Worten:

D. **Das Ohmsche Gesetz gilt nicht nur für den ganzen zylindrischen Leiter, sondern auch für jedes beliebige Stück desselben.**

Hat das betrachtete Stück die Länge 1 cm und den Widerstand $w_1$, so wird $\delta \Phi = \delta_1 \Phi = E$, d. h. gleich der elektrischen Kraft und die Gl. (3) geht über in:

$$\underline{E/w_1 = J} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Nun ist nach Gl. (14) in § 100 $w_1 = \frac{1}{q \cdot \varkappa}$, also in (4) eingesetzt:

$$E . \varkappa = J/q = j$$

wo $j$ die „Stromdichte", d. h. die Stromstärke pro Querschnittseinheit.

Da die Gleichungen (4) und (4') nur Beziehungen zwischen solchen Größen enthalten, die sich auf eine bestimmte Stelle des Leiters beziehen, so gelten sie auch dann noch, wenn der Leiter kein homogener Zylinder mehr ist, sondern Querschnitt und Material von Punkt zu Punkt variieren. In Gl. (4) ist $E$ direkt elektrometrisch meßbar, $w_1$ hängt von den Dimensionen des Leiters und von seiner Leitfähigkeit $\varkappa$ ab. $J$ läßt sich als die Potentialabnahme einer Flasche von bekannter Kapazität ermitteln. Gleichung (4) gibt somit zusammen mit Gl. (14) in § 100 ein Mittel zur Bestimmung von $\varkappa$ in absolutem elektrostatischen Maß.

*Fünfter Versuch.* Wir stellen einen Leiter von ungleichmäßigem Querschnitt her, indem wir einen Faden $AB$ (Fig. 272 a) von der Länge $L/2$ und zwei gleich beschaffene parallele Fäden $BC$ von der Länge $L$ miteinander verbinden. Da $BC$ einen doppelt so großen Gesamtquerschnitt hat als $AB$, gleichzeitig aber auch die doppelte Länge, so hat es im ganzen denselben Widerstand wie $AB$. Dagegen ist der Widerstand pro Längeneinheit des Doppelfadens nur halb so groß. Bezeichnen wir mit einem Indexstrich die auf $BC$ bezüglichen Größen, so ist also:

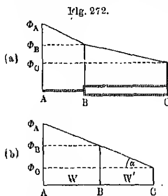


Fig. 272.

$$w_1' = w_1 / 2 \qquad W' = W \quad . \quad . \quad (5)$$

Messen wir nun mittels eines *isolierten Braunschen Elektrometers*, während ein konstanter Strom den Leiter durchfließt, die Potentialdifferenzen zwischen $A$ und $B$, sowie zwischen $B$ und $C$, so finden wir:

$$\Phi_A - \Phi_B = \Phi_B - \Phi_C \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Für die Stromstärken in den beiden Teilen des Leiters erhalten wir nach dem Ohmschen Gesetz:

$$J = (\Phi_A - \Phi_B) / W \qquad J' = (\Phi_B - \Phi_C) / W'$$

oder wegen Gl. (5) und (6):

$$\underline{J' = J} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Dasselbe Resultat würden wir erhalten, wenn wir $J$ und $J'$ nach Gl. (4) aus den Gefällen berechneten. Denn da $BC$ doppelt so lang als $AB$, so entspricht gleicher Potentialdifferenz der Enden in $BC$ ein nur halb so großes Gefälle als in $AB$. Nach (6) ist aber auch $w_2$ halb so groß als $w_1$, somit der Quotient $\delta_1\Phi / w_1$ beiderseits gleich. Gl. (7) besagt in Worten:

E. Die [durch Gl. (4) definierte] „Stromstärke" ist in allen Teilen des Leiters dieselbe.

Im Sinne der Flüssigkeitsvorstellung der Elektrizität ist dieser Satz selbstverständlich; denn angenommen, es wäre etwa in dem Stücke $AB$ des zuletzt beschriebenen Leiters der Strom stärker als in $BC$, dann würde mehr Elektrizität nach $B$ hin, als von dort weg fließen; die Elektrizität würde sich dort also aufstauen und das Potential in $B$ würde steigen. Dadurch würde aber das Gefälle in $AB$ verkleinert, in $BC$ vergrößert werden; der Strom in $AB$ würde also sinken, in $BC$ steigen, bis beide gleich geworden sind, und keine weitere Änderung des Potentials mehr eintreten kann. Die zeitliche Konstanz der Potentialverteilung ist somit notwendig mit der räumlichen Konstanz des Stromes verknüpft.

In der Fig. 272a sind die Potentialwerte über dem Leiter graphisch aufgetragen. Die Gefälle in den beiden Leiterteilen werden durch die Neigungen der beiden geneigten Geraden dargestellt. Dem größeren Gefälle in $AB$ entspricht eine stärkere Neigung.

Statt der Längen der einzelnen Leiterteile kann man aber auch ihre Widerstände als Abszissen benutzen (Fig. 272b). Dann werden die den Leiterteilen $AB$ und $BC$ entsprechenden Strecken gleichlang und der Gleichheit von $J$ in allen Teilen des Leiters entspricht jetzt ein gleicher Potentialabfall längs gleicher Abszissenstücke, und die den Potentialverlauf darstellende Kurve wird eine gerade Linie. Da der Abszisseneinheit die Widerstandseinheit entspricht, so ist die Tangente des Neigungswinkels $\alpha$ gleich dem Potentialabfall pro Widerstandseinheit, also gleich der Stromstärke $J$. Als Gleichung geschrieben:

$$\underline{tg\,\alpha = J} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

Diese Art der graphischen Darstellung, die wir später noch mehrfach benutzen werden, stammt von G. S. Ohm. Die den Widerständen der einzelnen Leiterstücke entsprechenden Abszissenlängen nannte Ohm die „reduzierten Längen" der Leiter.

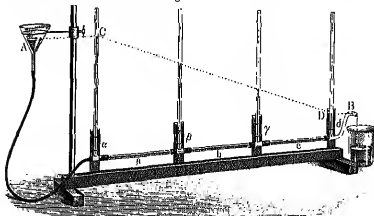
Wir können uns die gewonnenen Gesetze auch durch ein mechanisches Bild illustrieren (Fig. 273).

Eine beliebige Anzahl von T-förmigen Rohrstücken $\alpha$, $\beta$, $\gamma$ ... von etwa 4 bis 6 mm innerer Weite ist mittels kurzer Gummischläuche mit einer Reihe von Kapillarröhren $a$, $b$, $c$ ... von etwa 25 cm Länge und 0,5 bis 1 mm Weite verbunden. Das äußerste linke Ende ist durch einen weiten Schlauch mit einem in seiner Höhe verschiebbaren Trichter $A$ verbunden; am rechten Ende befindet sich ein weiter Rohrstutzen $B$, aus dem das Wasser in ein untergesetztes Becherglas ablaufen kann.

Schließen wir $B$ mit dem Finger und gießen Wasser in $A$ ein, so steigt dasselbe in den Steigröhren $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, $\delta$ bis zu demselben Niveau, wie in $A$ (gleiche Spannung auf dem ganzen geladenen Leiter). Öffnen wir $B$, so entsteht ein Wasserstrom, ebenso wie früher beim Einhängen des Drahtbügels

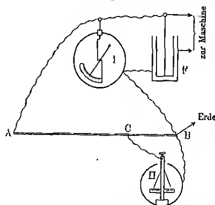
$D$ in Fig 269 ein elektrischer Strom und das Niveau in den einzelnen Steigröhren sinkt derart, daß die Oberflächen der Wassersäulen längs einer geraden Linie liegen, wovon man sich am einfachsten mittels eines hinter den Röhren ausgespannten Bindfadens überzeugt. Dem elektrischen Widerstande des Fadens entspricht hier der Reibungswiderstand der Kapillarröhre; dem konstanten Potentialgefälle auf dem Faden das konstante Niveaugefälle des Wassers. Wenn das Niveau in $A$ durch allmähliches Ausfließen oder auch durch Senken des Gefäßes sich erniedrigt, so sinken auch die Wasserspiegel in den Röhren, aber so, daß sie stets längs einer geraden Linie liegen.

Fig. 273.




Auch das Ohmsche Gesetz gilt hier, wenn man die elektrische Stromstärke $J$ durch die pro Zeiteinheit ausfließende Wassermenge $M$, die Potentialdifferenz $\Phi$ durch die Niveaudifferenz $H$ und den elektrischen Widerstand $W$ durch den Reibungswiderstand $R$ der Röhren ersetzt. Hält man nämlich das Niveau in $A$ durch Zugießen von Wasser oder allmähliches Heben von $A$ konstant, und mißt die in einer bestimmten Zeit bei $B$ ausfließende Wassermenge, so findet man, daß diese proportional $H$ ist.

Fig. 274.




Ändert man den Widerstand, indem man die Zahl der Kapillarrohrstücke oder ihre Länge verändert, so findet man $M$ umgekehrt proportional der Rohrlänge $L$. Also

$$M = H / L$$

analog mit

$$J = \Phi / W.$$

Dagegen ist die Abhängigkeit vom Röhrenquerschnitt eine andere, weil das Wasser in der Mitte schneller strömt als an den Wänden.

Wir können das konstante Potentialgefälle an einem Faden benutzen, um Elektrometer in relativem Maß zu eichen. In der in Fig. 274 schematisch darge-

n Schaltung ist $AB$ ein mit der leidener Flasche $F$ verbundener Faden, Ende $B$ zur Erde geleitet ist. Um das Potentialgefälle am Faden konstant lten, wird entweder die Elektrisiermaschine nach dem Takte eines Metronoms ht oder ein Elektrometer I, dessen Skala nicht geeicht zu sein braucht, einaltet und auf konstanter Höhe gehalten.

Das zu eichende Elektrometer II wird mit dem Ende $B$ des Fadens und s eines Drahtbakens mit einem verschiebbaren Punkte $C$ verbunden. Die ungen von II sind dann den Längen $CB$ proportional. Ist ferner die Skala in absolutem Maß geeicht, so erhält man die Spannung von $B$ durch Multilon der gleichzeitigen Angabe von I mit dem Faktor $CB/AB$. Umgekehrt man natürlich auch, wenn die Skala von II bekannt ist, diejenige von I s ableiten, indem man nach geeigneter Wahl von $CB$ durch Änderung der windigkeit der Elektrisiermaschine die Ausschläge beider Elektrometer sich zeitig ändern läßt[1]).

**§ 102. Wärmeentwickelung; Joulesches Gesetz.** In § 101 ist gt worden, daß bei der Entladung einer Batterie in jedem Teile des kreises eine Wärmemenge entwickelt wird, die der Energie der geen Batterie proportional ist. Besteht der Stromkreis aus guten rn, also etwa aus Metalldrähten, so findet die Entladung rasch statt die ganze Wärme wird zur Temperaturerhöhung verwandt, ohne daß end des Entladungsvorganges selbst ein merklicher Verlust durch Wärmeng oder Strahlung eintreten kann. Befinden sich dagegen schlechte r, wie wir sie in den beiden vorigen Paragraphen benutzt haben, im kreis, so findet die Wärmeentwickelung so langsam statt, daß alle ne Zeit hat, sich durch Leitung oder Strahlung in die Umgebung zu reuen, und ein merklicher Effekt gar nicht beobachtet werden kann. lb können wir zur Ermittelung der Gesetze der Wärmeentwickelung er Entladung nur gute Leiter gebrauchen. Wir dürfen die Drähte aber nicht zu dick nehmen, denn je größer die Masse der Drähte, um so gor ist die derselben Wärmemenge entsprechende Temperaturerhöhung; ringer aber diese, um so geringer ist auch die Wärmeabgabe an die des Riessschen Luftthermometers und damit auch der meßbare Effekt. n Metalldrähte also, deren Masse genügend klein ist, um eine große eraturerhöhung zu erzielen und deren Leitfähigkeit doch groß genug um den ganzen Entladungsvorgang in unmerklich kurzer Zeit verlaufen ssen, sind für die Beobachtung nötig.

Venn auch die früher mitgeteilten Beobachtungen nur ergeben haben, die Wärmeentwickelung der Energie der Batterie proportional ist, so n wir doch hier sogleich die Annahme einführen, daß die bei der Entg im Leiterkreise entwickelte Wärme, in Arbeitsmaß gemessen (d. h. ienzahl multipliziert mit dem mechanischen Wärmeäquivalent), gleich Energie der Batterie ist. Diese Annahme, die durch die Beobachtung ans bestätigt wird, setzt in der Tat bloß voraus, daß bei der Entladung Batterie das Energiegesetz gilt und daß, außer im Leiterkreise selbst, nds Wärme entwickelt wird. Wir werden später bei Betrachtung der ischen Wellen (s. Kap. „Elektrische Schwingungen") sehen, daß dies nicht r zutrifft, und daß manchmal ein Teil der Energie auch außerhalb des ßungskreises der Batterie in Wärme verwandelt wird. Doch ist, speziell n hier betrachteten Fällen, der begangene Fehler ganz unmerklich klein.

[1]) Über die bei sehr hohen Spannungen möglichen Fehler infolge von Spitzenung und ihre Vermeidung siehe E. Voigt, Ann. d. Phys. (4) 12, 385, 1903.

ladungsvorganges; dann hängt $U$ mit der Ladung $e$, der Kapazität dem Potential $\Phi$ durch die Gl. (31, § 22) zusammen

$$U = e^2/2K \quad \Phi \ldots 2 \quad .$$

Wenn die Ladung um $\delta e$ abnimmt, so ändert sich auch $U$ um es ist:

$$U - \delta U = (e - \delta e)^2/2K \quad e^2/2K \quad \delta e (2e \quad \delta e)/2K$$

oder wegen Gl. (1):

$$\delta U = \delta e (2e \quad \delta e)/2K \quad . \quad . \quad .$$

Ist $\delta e$ sehr klein gegen $e$, so kann in der letzten Klammer $\delta$. $2e$ vernachlässigt werden und es wird

$$\delta U \quad e . \delta e/K \quad \Phi \delta e \quad . \quad .$$

Die Ladungsänderung pro Zeiteinheit $\delta e/\delta t$ ist gleich der Stroms also beträgt die Änderungsgeschwindigkeit von $U$, d. h. die Änderu in einer Sekunde eintreten würde, wenn der Strom konstant bliebe

$$\delta U/\delta t \quad \Phi I$$

nach dem Ohmschen Gesetz ist aber

$$\Phi \quad I \, \mathrm{R},$$

also

$$\delta U/\delta t \quad J^2 \mathrm{R} \quad .$$

oder

$$\delta U/\delta t \quad \Phi^2/\mathrm{R} \quad .$$

Nach unserer oben gemachten Annahme muß nun $\delta U/\delta t$ gleich Zeiteinheit entwickelten Wärme $Q_1$ sein [illegible] wurde, was schon auseinandergesetzt, daß bei gleichem $\Phi$ die Wärmeentwickelung schneller erfolgt, je kleiner der Widerstand.

Da ferner die Wärmeentwickelung in irgend einem Stücke des offenbar nur von den Vorgängen in dem betreffenden Stücke selbst al so ist zu vermuten, daß die Gl [illegible] nicht nur für den gesamten Kreis, s auch für jedes beliebige herausgegriffene Leiterstück vom Widersta gilt, also

$$Q_1 \quad J^2 w \quad .$$

oder

$$Q_1 \quad (\Phi_1 \quad \Phi_2)^2/w \quad . \quad .$$

Hierbei bedeutet $\Phi_1 - \Phi_2$ die Potentialdifferenz an den Ende Stückes vom Widerstande $w$. Gl [illegible] ist zuerst von J. P. Joule[1] gestellt worden und heißt nach ihm das „Joulesche Gesetz".

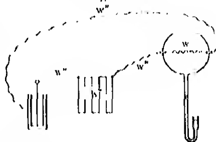
Bei einer experimentellen Prüfung des Jouleschen Gesetzes hat erstens die Abhängigkeit der Wärmeentwickelung von der Stromstärke gleichem Widerstande, zweitens die Abhängigkeit vom Widerstande bei gl Stromstärke zu untersuchen, die Abhängigkeit von der Stromstärke läß an Flaschenentladungen nicht ohne weiteres feststellen, da ja der nicht konstant ist, sondern in einstweilen ganz unbekannter Weise Stärke rasch ändert; außerdem mißt man bei Flaschenentladungen auch [illegible] die in der Zeiteinheit entwickelte Wärme $Q_1$, sondern die gesamte wä

[1]) Phil. Mag. 19, 260, 1841

Entladungsdauer entwickelte Wärme $Q$. Dagegen läßt sich die Abhängigkeit vom Widerstande bei gleicher Stromstärke untersuchen, wenn man mehrere Leiter von verschiedenem Widerstande hintereinander in denselben Entladungskreis einschaltet; dann muß der Strom, wie er sich auch zeitlich ändern mag, in jedem Augenblick in allen Teilen des Entladungskreises denselben Wert haben, die in den einzelnen Teilen während der ganzen Entladung entwickelten Wärmemengen müssen sich also nach Gl. (6) wie die Widerstände verhalten. Außerdem muß die Summe $Q_0$ sämtlicher Teilwärmen gleich der anfänglichen Gesamtenergie $U_a$ der Batterie sein, muß also bei allen Veränderungen des Widerstandes konstant bleiben, wenn man Kapazität und Anfangsladung der Batterie unverändert läßt.

Versuche dieser Art sind von Riess[1]) in den Jahren 1837 und 1838, also noch vor dem Bekanntwerden des Jouleschen Gesetzes, ausgeführt worden; die Resultate stimmen mit dem Jouleschen Gesetze gut überein. Riess beobachtete die Ausschläge an seinem bereits in § 78 beschriebenen Luftthermometer, wenn er in den Stromkreis successive verschieden lange Drähte einschaltete. Fig. 275 zeigt schematisch die Anordnung. $w$ sei der Widerstand des Drahtes im Thermometer, $w'$ der veränderliche Widerstand, $w''$ der unveränderliche Widerstand des übrigen Stromkreises. Sind $Q$, $Q'$, $Q''$ die in den einzelnen Teilen entwickelten Wärmemengen und $Q_0 = Q + Q' + Q''$ die unveränderliche Gesamtwärme, so ist nach dem Jouleschen Gesetz:

Fig. 275.




$$Q : Q' : Q'' : Q_0 = w : w' : w'' : W \quad \text{. . . . . . . (7)}$$

wo $w + w' + w'' = W$ der Gesamtwiderstand des Schließungskreises. Beobachtet wird die Senkung $h$ des Flüssigkeitsfadens im Thermometer, also eine $Q$ proportionale Größe. Es ist also:

$$h = const.\, Q = const.\, Q_0 \,.\, w : (w + w' + w'') = \frac{const.\, Q_0\, w}{w + w''} \cdot \frac{1}{1 + \frac{w'}{w + w''}} \quad (8)$$

oder, da alle Größen bis auf $w'$ konstant sind:

$$h = c \frac{1}{1 + b w'} \quad \text{. . . . . . . . . . . (9)}$$

wenn man zur Abkürzung $\frac{const.\, Q_0 \,.\, w}{w + w''} = c$ und $\frac{1}{w + w''} = b$ setzt.

Riess hatte bei seinen Versuchen empirisch gefunden, daß sich seine Beobachtungen durch eine Gleichung von folgender Form darstellen ließen:

$$h = c \cdot \frac{1}{1 + b \,.\, L/q} \quad \text{. . . . . . . . (10)}$$

Hierbei bedeuten $c$ und $b$ zwei Konstanten, $L$ und $q$ sind die Länge bzw.

[1]) Pogg. Ann. 40, 1837, 43, 1838 und: „Lehre von der Reibungselektrizität" I.

der Querschnitt des veränderlichen [illegible] Natur abhängige Konstante. Gleichungen [illegible] und [illegible] sind wegen in § 101 identisch, wenn man $\beta$ gleich oder proportional dem sp[illegible] Widerstand $s$ setzt.

Folgende Tabelle enthält die Resultate einer Riessschen Beob[illegible]reihe, bei der $w'$ aus einem Kupferdrahte von etwa 0,6 mm [illegible] variabler Länge $L$ bestand. Da hier $\beta$ und $q$ konstant bleiben, [illegible] man $b\beta/q = b'$ setzen und erhält: $h$ [illegible] $b'$. $L$ [illegible]

Die Zahlen unter „$h$ berechnet" sind mittels der Werte der K[illegible] $c = 158$ und $b' = 0,04$[illegible] erhalten.

| $L$ | $h$ beobachtet | $h$ berechnet |
|---|---|---|
| 0 | 158 | 158 |
| 1,01 | [illegible] | [illegible] |
| 15,5 | 90 | [illegible] |
| 31,1 | [illegible] | [illegible] |
| 46,7 | [illegible] | [illegible] |
| 77,9 | 42 | [illegible] |

Riess hat ferner die Konstante $\beta$ für verschiedene Metalle be[illegible] die von ihm gefundenen Werte sind proportional mit den von späteren [illegible]achtern auf ganz anderem Wege bestimmten spezifischen Widerstän[illegible] betreffenden Metalle. Folgende Tabelle (nach Wiedemann, Elektr. II) enthält die von Riess gefundenen Werte für $\beta$ und zum Vergleich [illegible] Matthiessen[1]) für dieselben Metalle (s. weiter unten § 123) gef[illegible] relativen Leitfähigkeiten $\lambda$; der Wert für Silber ist dabei gleich [illegible]setzt[2]).

| | $\beta$ | [illegible] | $\lambda$ |
|---|---|---|---|
| Silber . . . . . | 0,104 | [illegible] | [illegible] |
| Kupfer . . . . | 0,155 | [illegible] | [illegible] |
| Gold . . . . . | 0,175 | [illegible] | [illegible] |
| Messing . . . | 0,560 | [illegible] | [illegible] |
| Eisen . . . . . | 0,879 | [illegible] | [illegible] |
| Platin . . . . . | 1 | [illegible] | [illegible] |
| Zinn . . . . . | 1,085 | [illegible] | [illegible] |
| Blei . . . . . . | [illegible] | [illegible] | [illegible] |

Durch die genannten und noch eine große Anzahl anderer Versuc[illegible] Riess, bezüglich deren auf das Original bzw. auf die Darstellun[illegible] G. Wiedemann (l. c.) verwiesen werden muß, ist erwiesen, daß [illegible]

[1]) Pogg. Ann. 103, 428, 1858.

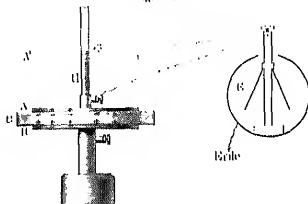
[2]) Verf. hat es vorgezogen, die alten Matthiessenschen Zahlen und die Resultate neuerer Messungen zum Vergleich anzugeben, da die Leitfäh[illegible] der Metalle stark von kleinen Verunreinigungen abhängt, und es wahrschei[illegible] ist, daß die Werte älterer Beobachter an unreinen Metallen unterein[illegible] einigermaßen übereinstimmen, als mit den neueren, an sorgfältig gereinigten [illegible]proben erhaltenen Resultaten.

rasch verlaufenden Entladungen durch Metalldrähte, deren Verlauf mit den bisher beschriebenen Hilfsmitteln sich nicht im einzelnen verfolgen läßt, das Ohmsche Gesetz ebenso gilt, wie für die langsamen Entladungen durch schlechte Leiter, an denen wir es oben direkt aus der Beobachtung abgeleitet haben.

§ 103. **Leitfähigkeit der Dielektrika; Rückstand; Rotationserscheinungen.** Wir haben bereits in früheren Paragraphen gelegentlich auf die Störungen hingewiesen, die in den elektrostatischen Erscheinungen durch die niemals ganz verschwindende Leitfähigkeit der Dielektrika hervorgerufen werden (vgl. § 81).

Wir wollen den Einfluß der Leitfähigkeit der Dielektrika jetzt näher untersuchen; wir benutzen dazu den in Fig. 276 im Aufriß dargestellten Plattenkondensator, der aus zwei Metallplatten $A$ und $B$[1]) und einer 6 bis 8 mm

Fig. 276.




dicken Paraffinscheibe $C$ besteht; $A$ ist mit dem Blättchen, $B$ mit dem Gehäuse eines Aluminiumblattelektrometers und der Erde verbunden. Damit die Versuche gelingen, muß das Elektrometer vorzüglich isolieren (das in Fig. 112 in § 57 abgebildete Instrument nach Elster und Geitel ist am geeignetsten). Die Paraffinplatte wird unmittelbar vor dem Versuch oberflächlich mit einer geraden Messerklinge oder einem Hobel abgeschabt, um anhaftenden Schmutz zu entfernen und zur Beseitigung etwaiger, durch Reibung entstandener Ladungen rasch über eine Flamme gezogen. Beim Zusammensetzen des Apparates darf dann keinerlei Ausschlag des Elektrometers entstehen.

Erster Versuch. Wir heben die Platte $A$ mittels des isolierenden Griffes $H$ möglichst hoch in die Höhe (Stellung $A'$) und erteilen ihr in dieser Stellung eine Ladung von + Elektrizität[2]), die ein am Elektrometer abzulesendes möglichst hohes Potential $\Phi'$ erzeuge. Dann setzen wir die Platte wieder auf und lesen sofort das Elektrometer ab, das jetzt infolge der Kapazitäts-

[1]) Die weiter unten in § 105 zum Voltaschen Fundamentalversuch dienenden Platten sind ganz geeignet hierzu.

[2]) Selbstverständlich gelingen die Versuche auch bei negativer Ladung, nur sind dann auch im folgenden Text alle Vorzeichen umgekehrt zu denken.

vermehrung beim Niedersetzen der Platte ein niedrigeres Potential $\Phi$ anzeigt. Während wir nunmehr den Apparat sich selbst überlassen, beobachten wir das Elektrometer und bemerken, daß das Potential andauernd abnimmt. In der die Resultate einer Beobachtungsreihe darstellenden folgenden Tabelle bedeutet $t$ die Zeit in Minuten vom Augenblick des Aufsetzens der Platte an gerechnet, $\Phi$ die auf Volt umgerechneten Angaben des geeichten Elektrometers.

| $t$ (Minuten) | $\Phi$ | $\Phi'$ |
|---|---|---|
| 0 | 142 | 210 |
| 1 | 128 | 211 |
| 2 | 116 | 211 |
| 5 | 97 | 213 |
| 8 | 84 | 212 |
| 10 | 78 | [illegible] |

Man könnte zunächst meinen, daß die Abnahme von $\Phi$ einfach davon herrührte, daß die Ladung von $A$ durch Leitung durch das Paraffin hindurch nach $B$ hinüberflösse, daß es sich also um einen wirklichen Verlust an Ladung infolge mangelhafter Isolation handelte. Daß diese Anschauung irrig ist, sieht man aber sofort, wenn man zu irgend einer Zeit die Platte aufhebt, dann steigt das Potential sofort wieder auf seinen Anfangswert $\Phi'$. Die dritte Spalte der Tabelle enthält die jedesmal beobachteten Werte von $\Phi'$, die praktisch als konstant zu betrachten sind. Die auf $A$ vorhandene Ladung ist also konstant geblieben und die Ursache für die Abnahme von $\Phi$, oder was auf dasselbe herausläuft, für die Kapazitätsvermehrung des Kondensators im Laufe der Zeit, muß auf einem Vorgange im Dielektrikum selbst beruhen.

Da die Kapazität proportional der DK. des Dielektrikums ist, so könnte man an eine allmähliche Zunahme der DK. unter dem Einflusse des elektrischen Feldes denken; heben wir jedoch die Platte $A$ ab, drehen die Paraffinplatte herum, so daß ihre Oberseite nach unten kommt und setzen $A$ wieder auf, so finden wir jetzt, daß beim Aufsetzen $\Phi$ größer ist als bei der ursprünglichen Lage der Platte. Bei einer bloßen Vermehrung der DK. müßte das Herumdrehen ohne Wirkung sein.

Zweiter Versuch. Welcher Art die Veränderungen sind, die in der Platte $C$ vor sich gegangen sind, erfahren wir durch folgende Versuche:

Wir nehmen eine noch nicht benutzte Paraffinplatte, oder warten, wenn eine solche nicht vorhanden, nach Ausführung des ersten Versuches 10 bis 15 Minuten, um die Platte wieder in ihren Normalzustand gelangen zu lassen und ziehen sie zur Sicherheit noch über eine Flamme. Wir laden die Platte $A$ wie oben, setzen sie auf und entladen den Kondensator sofort, indem wir $A$ mit $B$ einen Augenblick durch einen Drahtbügel verbinden. Wenn wir jetzt $A$ abheben, so entsteht, wie zu erwarten, kein Ausschlag des Elektrometers, $A$ ist also vollständig entladen.

Wiederholen wir jetzt den Versuch, aber so, daß wir $A$ nicht sofort nach dem Aufsetzen, sondern erst nach etwa 10 Minuten entladen, so entsteht beim Abheben von $A$ ein kräftiger Ausschlag, auf $A$ ist also

r seine Belegungen und setzt ihn dann wieder zusammen, so zeigt er sich
r geladen, die Ladung sitzt also gar nicht in den Belegungen, sondern im
ktrikum." Daß diese Anschauung nicht richtig ist, folgt aus der oben er-
en Vorzeichenumkehr der Ladung.

Man kann eine vorläufige Beschreibung der genannten Erscheinungen
, indem man *sagt*: Die Platte $C$ verhält sich nach längerer Ein-
ung eines Feldes wie der Kuchen eines Elektrophors, dessen
fläche eine Ladung erteilt ist, die der ursprünglichen
ng der jetzt als Elektrophordeckel fungierenden Platte $A$
egengesetzt ist. Drehen wir $C$ um und wiederholen die Versuche,
alten wir genau dieselben Erscheinungen, aber mit umgekehrten Vor-
n. An der Unterseite von $C$ ist also eine mit der Ladung
$A$ gleichnamige Ladung entstanden.

Daß die entgegengesetzten Ladungen an beiden Seiten von $C$ gleich
sind, kann man dadurch zeigen, daß man $C$ in einen Faradayzylinder
cht, der dabei keinen Ausschlag zeigt.

Die Ladungen sind also in dem Kondensator anfangs so verteilt, daß
die beiden Belegungen $A$ und $B$ Ladungen tragen; im Laufe der Zeit
eich jedoch auch $C$, wie in der Fig. 276 angedeutet.

Es ist leicht einzusehen, daß diese auf $C$ allmählich hervortretenden
ngen die Wirkung der auf den Belegungen befindlichen Ladungen
chen, also das Potential des Kondensators erniedrigen müssen, wie wir
sten Versuch beobachteten.

Wiederholen wir die Versuche mit einer Schwefelplatte, so finden wir,
bei dieser die oben beschriebenen Wirkungen nur viel schwächer oder
icht auftreten.

Es entsteht nun die Frage, wie wir uns das Zustandekommen der La-
n auf der Oberfläche des Dielektrikums zu denken haben. Hier liegen
Möglichkeiten vor:

a) Die dielektrische Polarisation entsteht nicht sofort in voller Stärke,
rn gebraucht eine gewisse Zeit zu ihrer Ausbildung; sie verschwindet
nicht sofort nach Aufhebung des Feldes, sondern erst allmählich. Da
nun, wie in § 82 u. 96 gezeigt wurde, die Polarisation des Dielektrikums
ine gegenseitige Verschiebung von + - und — -Elektrizität um eine
e von molekularer Größe betrachten kann, infolge deren an den beiden

Grenzflächen eine gewisse Elektrizitätsmenge zum Vorschein kommt, müssen, wenn diese nach der Entladung der Belegungen nicht sofort wied verschwinden, gerade die beobachteten Erscheinungen auftreten.

b) Die dielektrische Polarisation entsteht sofort in voller Stärke u ändert sich nicht mehr, aber außer der durch Polarisation verursacht Verschiebung der Elektrizität tritt noch eine solche durch **Leitung** e die wegen der sehr geringen Leitfähigkeit des Dielektrikums nur ga langsam erfolgt; werden die Belegungen abgenommen und entladen, so ka die Wiedervereinigung der an der Oberfläche angesammelten Elektrizität wegen der geringen Leitfähigkeit ebenfalls nur ganz langsam erfolgen.

Auf die Versuche, die *geeignet* sind, zwischen den beiden gemacht Annahmen zu entscheiden, wird erst weiter unten eingegangen werden; h soll nur ein prinzipieller Einwand widerlegt werden, den man gegen d zweite Anschauung geltend machen könnte; es erscheint nämlich zunäch sonderbar, daß die durch Leitung an die Oberfläche gelangten Elektrizität *nicht auf die Belegungen A und B übergehen*; die *Erklärung* hierfür lie darin begründet, daß die Belegungen die Paraffinplatte stets nur in wenig Punkten berühren und daß im übrigen eine dünne Luftschicht sich zwisch beiden befindet; die Luft können wir aber im Vergleich zum Paraffin einen vollkommenen Isolator ansehen, solange die Spannungsdifferenz a beiden *Seiten nicht den zu einem Funkenübergang* nötigen Wert erreic Wir werden später (siehe Kapitel „Elektrizitätsleitung in Gasen") seh daß selbst bei den allerdünnsten Luftschichten stets mindestens eine Potenti differenz von etwa 300 Volt = 1 cgs-Einheit nötig ist, um einen Funkenüb gang zu erzeugen. Da diese Spannung schon jenseits des Meßbereiches unse *Blättchenelektrometers liegt*, so ist ein Übergang vom Dielektrikum zu d Belegungen bei den angewandten Spannungen unmöglich.

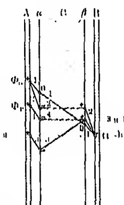
**Dritter Versuch.** Wir halten unseren Kondensator etwa eine ha Stunde lang auf konstanter Spannung, indem wir mittels eines Prob scheibchens kleine Ladungen in dem Maße zuführen, als durch den V gang im Dielektrikum sich die Spannung vermindert[1]).

Sodann entladen wir den Kondensator durch momentane Verbindu seiner Belegungen und überlassen ihn *darauf sich selbst*. Es entsteht ein ga langsam anwachsender Ausschlag am Elektrometer; das Vorzeichen der e stehenden Elektrometerladung ist gleich dem der ursprünglichen Ladu Man bezeichnet diese, allmählich wieder zum Vorschein kommende Ladu — oder genauer gesagt „Spannung", denn die wahre Ladung **der B legung** ändert sich dabei *gar nicht* — wie bereits in § 77 kurz erwähnt, „**elektrischen Rückstand**".

Das Zustandekommen des Rückstandes erklärt sich einfach dadurch, d nach Entladung des lange geladen gewesenen Kondensators die im zweit Versuche nachgewiesenen Oberflächenladungen des Dielektrikums sich langs wieder ausgleichen, wodurch die auf den Belegungen nach der Entladu noch befindlichen „gebundenen" Ladungen wieder frei werden.

[1]) Steht eine elektrische Lichtleitung von etwa 220 Volt Betriebsspannu oder eine Akkumulatorenbatterie von ähnlicher Spannung zur Verfügung, so ka man einfach die *Belegungen mit den beiden Polen der Leitung* oder der Batte verbinden.

Die folgende graphische Darstellung soll das Verständnis des letzten Versuches erleichtern (Fig. 277). Wir denken uns die Kondensatorplatten senkrecht stehend, und die Luftschicht zwischen den Grenzflächen *A* und *α* bzw. *B* und *β* der Deutlichkeit halber etwas größer als in Wirklichkeit. Wenn wir auf einer senkrecht zu den Platten stehenden Geraden *a*—*b* dann die in jeder Schicht des Kondensators herrschenden Potentialwerte als Ordinaten auftragen, so erhalten wir unmittelbar nach der Ladung, auf Grund der in § 90 gemachten Ausführungen über den Verlauf der elektrischen Kraft oder des Potentialgefälles im Kondensator, den durch den Linienzug 1—1—1 dargestellten Verlauf; innerhalb jeder Luftschicht, sowie innerhalb des Dielektrikums ist das Gefälle konstant, im Dielektrikum ist es, wenn $\varepsilon$ die DK. bedeutet, $\varepsilon$ mal kleiner als in Luft. In der Figur ist $\varepsilon = 2$ angenommen, die Neigung der den Potentialverlauf darstellenden Geraden also im Dielektrikum nur halb so groß, als in den Luftschichten. Da an der Oberfläche der Belegung die Ladungsdichte durch


Fig. 277.

$$\mu = E/4\pi = \frac{\Delta_1 \Phi}{l \pi} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

(s. § 90, Gl. 2) gegeben ist, so gibt die Neigung der Geraden ein Maß für die Ladung.

In etwas komplizierterer Weise mißt die Größe des Knicks an den Grenzflächen *α* und *β* die dort vorhandene Ladung. Im ersten Augenblick, der durch den Linienzug 1—1—1 dargestellt ist, ist diese Ladung Null.

Durch die Leitung im Dielektrikum wird —Elektrizität nach links, +-Elektrizität nach rechts befördert; die Ladungen sammeln sich an den Flächen *α* und *β* an und schwächen das Feld im Dielektrikum; der Vorgang findet, wenn er gemäß der Annahme b) verläuft, sein Ende, wenn dieses Feld Null geworden ist, wenn er nach a) verläuft dagegen, wenn die Polarisation ihren konstanten Endwert erreicht hat, wobei das Feld nur bis auf einen gewissen Bruchteil sinkt. Die Figur ist gemäß der sich später als richtig erweisenden Annahme b) gezeichnet. Da wir zu den Platten *A* dauernd +-Elektrizität zuführen, um das Potential auf dem konstanten Anfangswert $\Phi_0$ zu erhalten, während zu *B* durch Influenz seitens der sich ladenden Fläche *β* —Elektrizität in gleicher Menge durch die Erdleitung hinzufließt, so steigt nach Gl. (1) gleichzeitig das Feld im Luftraume. Der Endzustand (der übrigens für Paraffin erst nach mehreren Stunden annähernd erreicht ist), wird also durch den Linienzug 2—2—2 dargestellt. Die stärkere Neigung in den Lufträumen zeigt die Zunahme des Feldes bzw. der Ladungen auf den Belegungen; die Zunahme der Knicke an *α* und *β* mißt die entstandenen Ladungen auf diesen Flächen.

Wenn man jetzt den Kondensator entladet, d. h. *A* auf das Potential 0 bringt, ohne daß sich dabei die Ladungen auf *α* und *β* wegen der Raschheit des Vorganges wesentlich ändern können, so entsteht der durch den Linienzug 3—3—3 dargestellte Zustand. Das Gefälle im Luftraume ist etwas kleiner geworden, die Ladungen auf den Belegungen haben sich also ver-

mindert und zwar um den Betrag der oben definierten „disponiblen Ladun
Im Dielektrikum ist ein dem ursprünglichen entgegengesetztes Gefälle e
standen, durch das nunmehr eine Strömung in entgegengesetzter Richtu
bewirkt wird, so daß die Ladungen der Flächen $\alpha$ und $\beta$ sich wieder v
ringern und zwar so lange, bis das Gefälle im Dielektrikum wieder gle
Null ist. Dieser Zustand ist durch den Linienzug 4—4—4 dargestellt;
$A$ isoliert ist, so kann sich die Ladung auf $A$ bei dem letzten Vorgang ni
ändern, das im Luftraume verlaufende Stück von 4 ist also dem entsprechen
von 3 parallel; *dagegen steigt, wie aus der Figur ohne weiteres ersic*
lich, das Potential auf $A$ bis auf den Wert $\Phi_r$ an, der gleiches Vorzeic
aber stets geringeren Betrag hat als $\Phi_0$.

Das soeben diskutierte Rückstandsphänomen gibt ein Mittel an
Hand, zwischen den beiden oben genannten Annahmen a) und b) zu e
scheiden. Nach a) sind die an der Oberfläche des Dielektrikums
scheinenden Ladungen eine Folge der Polarisation der Moleküle des
elektrikums (vgl. § 82), sie haften also an diesen und können selbst
unmittelbarer Berührung zwischen Dielektrikum und Belegungen nicht
diese übergehen. Der Rückstand müßte also auch dann eintreten, wenn
Luftschicht völlig beseitigt ist. Nach b) dagegen haben sich die Ladun
durch Leitung an die Oberfläche begeben, sie sind also ganz frei bewegl
so daß kein Grund einzusehen, warum sie nicht auch auf die Belegun
übergehen sollen, wenn keine isolierende Luftschicht es hindert. Dann
aber eine Rückstandsbildung unmöglich und es tritt nur ein allmählic
Ladungsverlust des Kondensators durch die Leitung im Dielektrikum
Letzteres entspricht nun tatsächlich den Beobachtungen, die L. Arons[1])
einem *völlig luftfreien Kondensator machte*, den er dadurch herstellte, daß
den Zwischenraum zwischen den Belegungen unter sorgfältiger Beseitigu
aller Luftblasen mit geschmolzenem Paraffin ausgoß. Nach dem Erkal
erwies sich der Kondensator als völlig rückstandsfrei.

Einen weiteren Beweis gegen die Annahme a) und für die Richtigk
von b) bildet eine Versuchsreihe von Gaugain[2]); dieser untersuchte
allmähliche Kapazitätszunahme von Kondensatoren, die aus einer variab
dielektrischen und zwei bei allen Versuchen konstanten, ziemlich dün
Luftschichten bestanden. Er fand, daß die nach sehr langer Zeit sich h
stellende Kapazität unabhängig von Natur und Dicke der dielektrisc
Schicht und ebensogroß war, wie wenn das Dielektrikum durch eine belieb
leitende Platte ersetzt wurde. Das ist aber gerade das, was wir n
Fig. 277 erwarten müssen, wenn das Feld im Dielektrikum im Endzusta
gleich Null ist. Dann wirkt das Dielektrikum genau wie ein Leiter; aus
Ausführungen des § 81 ging aber hervor, daß die Kapazität eines aus Lu
schichten und leitenden Schichten zusammengesetzten Kondensators eben
groß ist, als wenn der Plattenabstand einfach gleich der Dicke der Lu
schichten wäre.

Wollte man die Gaugainschen Versuche durch eine allmählich
wachsende Polarisation des Dielektrikums erklären, so müßte man annehm
daß der Maximalwert der Polarisation bei allen Dielektricis derselbe
ferner würde man, da im Endzustande das Feld $E'$ im Innern des Diel

[1]) Wied. Ann. 35, 291, 1888.
[2]) Ann. d. chim et phys. [4] 2, 276, 1864; G. Wiedemann, Elektr. II, §

ikums sich gleich demjenigen in einem Metallstück, also gleich Null ergab, e Polarisation $P$ aber von Null verschieden sein müßte, wenn man die an r Oberfläche entstandenen Ladungen ihr zuschreiben wollte, erhalten:

$$P/E' = \varepsilon - 1 = \infty$$

der $\varepsilon = \infty$. Die DK. aller Dielektrika müßte also nach genügend langer Einwirkung des Feldes unendlich groß werden. Abgesehen von der Unwahrscheinlichkeit dieses Ergebnisses wird ihm durch die oben erwähnten ronsschen Versuche direkt widersprochen. Zu ganz ähnlichen Resultaten ie Gaugain gelangt auf etwas anderem Wege auch A. Wüllner[1]).

Damit sind also die ganzen Rückstandserscheinungen, wenn wir alles sher in diesem Paragraphen Beobachtete unter diesem Namen zusammensen, auf folgende Tatsache zurückgeführt:

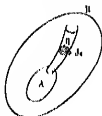
A. In jedem Dielektrikum verlaufen unter dem Einflusse nes elektrischen Feldes zwei unabhängige Vorgänge nebeneinander; erstens die momentan[2]) erfolgende Polarisation, deren aß die Dielektrizitätskonstante ist, zweitens die sich allmählich ausbildende Wirkung der Leitung.

Diese Anschauung über die Vorgänge in Dielektricis ist zuerst von l. Maxwell[3]) ausgesprochen worden. Die gänzliche Unabhängigkeit von eitfähigkeit und DK. ist namentlich durch Versuche von E. Cohn und . Arons[4]) nachgewiesen worden, die zeigten, daß man durch Beimengungen ie Leitfähigkeit von flüssigen Dielektricis um das 1000fache vermehren ann, während sich dadurch die DK. nur um 80 Proz. ändert.

Zahlenangaben über die Leitfähigkeit von festen und flüssigen Dielektricis finden sich in den zitierten Arbeiten von Wüllner, und von Cohn und Arons. Doch haben die Zahlen keine allgemeine Bedeutung, da Spuren von Verunreinigungen die Leitfähigkeit derartiger schlechter Leiter auf das tausendfache erhöhen können.

**Strömung in einem homogenen Dielektrikum.** Wir wollen nunmehr die *Gesetze für den Stromverlauf* in einem leitenden Dielektrikum an Hand der Maxwellschen Anschauung untersuchen, nd betrachten zunächst einen ganz beliebig gestalteten *Kondensator mit den einander umhüllenden* elegungen $A$ und $B$ (Fig. 278), zwischen denen ich ein homogenes, d. h. im ganzen Raume gleichartiges *Dielektrikum mit der DK. $\varepsilon$ und der Leitfähigkeit $\varkappa$* befindet.

Fig. 278.




Für den Stromverlauf in einem derartigen körperlichen" Leiter machen wir die naheliegende Annahme, daß der Strom überall parallel der elektrischen Kraft, also parallel den Erregungsröhren des Feldes fließe. Da somit durch die Wandflächen der Röhren kein Strom hindurchtritt, so können wir uns

[1]) Lehrb. d. experim. Physik, 3. Aufl., Bd. 4, § 50.

[2]) Mit diesem Worte soll nur gesagt sein, daß für die oben angegebenen Beobachtungshilfsmittel ein zeitliches Zurückbleiben der Polarisation nicht zu bemerken. Ob ein solches innerhalb geringer Bruchteile einer Sekunde nicht doch stattfindet, st mit Sicherheit noch nicht entschieden. (Neueste Untersuchungen auf diesem Gebiet: E. v. Schweidler, Wien. Ber. 116 (IIa), 1055, 1907. Daselbst auch ausführliche Literaturangaben.)

[3]) Elektr. und Mag., Kap. X.

[4]) Wied. Ann. 28, 454, 1886.

die einzelnen Röhren durch unendlich dünne, nichtleitende Schichten voneinander getrennt denken, ohne daß dadurch weder an der Verteilung der elektrischen Kraft, noch an derjenigen des elektrischen Stromes etwas geändert wird. Jede einzelne Erregungsröhre bildet dann einen fadenförmigen Leiter von veränderlichem Querschnitt, auf den wir das Ohmsche Gesetz anwenden wollen.

Ein Stückchen der Rohre vom Querschnitt $q$ und der Länge $\delta s$ besitzt den Widerstand $\delta s/(q.\varkappa)$, der ganze Widerstand $w$ einer Röhre ist also die über ihre Länge erstreckte Summe:

$$w = \Sigma \delta s/(q.\varkappa).$$

Ist $D = \varepsilon . E$ die „Erregung", so ist $q.D = 1$, oder $1/q = \varepsilon.E$, somit:

$$w = \varepsilon/\varkappa . \Sigma(E.\delta s).$$

Da nun $E = -\delta \Phi/\delta s$, so ist $E.\delta s = -\delta \Phi$ und die über die ganze Röhrenlänge erstreckte Summe aller $\delta\Phi$ ist einfach gleich der Potentialdifferenz $\Phi$ der Belegungen. Somit:

$$\underline{w = \Phi . \varepsilon/\varkappa} \quad \dots \dots \dots \quad (2)$$

Der Widerstand aller Erregungsröhren ist also derselbe. Der Strom $i$ längs jeder Röhre beträgt $i = \Phi/w = \varkappa/\varepsilon$, ist also auch längs jeder Röhre derselbe. Da endlich auch die Ladung an den Endflächen aller Röhren gleich ist, nämlich gleich $\pm 1/4\pi$, so nimmt die Ladungsdichte an jeder Stelle der Belegungen pro Zeiteinheit um denselben Bruchteil $i:(1/4\pi) = 4\pi\varkappa/\varepsilon$ ab. Die relative Verteilung der Ladung auf der Belegung bleibt also ungeändert; sie bleibt dauernd eine Gleichgewichtsverteilung, wenn sie anfangs eine solche war, ohne daß ein Fließen längs der Oberfläche selbst stattfindet. Daraus folgt, daß der Faktor $4\pi\varkappa/\varepsilon$ auch die relative Abnahme der Gesamtladung $e$ darstellt, so daß wir schreiben können:

$$\delta e/\delta t = -e . 4\pi\varkappa/\varepsilon \quad \dots \dots \dots \quad (3)$$

oder [vgl. die Bemerkung auf S. 289 zu Gl. (2 bis 4) in § 100]:

$$e = e_0 . e^{-t/T} \quad \text{und} \quad \Phi = \Phi_0 . e^{-t/T} \quad \dots \quad (4)$$

wobei zur Abkürzung:

$$\underline{T = \varepsilon/4\pi\varkappa} \quad \dots \dots \dots \quad (5)$$

gesetzt ist.

Dasselbe Resultat können wir auch folgendermaßen ableiten: Die Zahl der Erregungsröhren ist gleich $4\pi e$, also der Widerstand $W$ der parallel geschalteten Röhren gleich:

$$W = \frac{w}{4\pi e} = \frac{\varepsilon}{\varkappa} . \frac{\Phi}{4\pi e} \quad \dots \dots \dots \quad (6)$$

Ferner ist $\Phi/e = 1/K$, wo $K$ die Kapazität des Kondensators, also

$$\underline{W.K = \varepsilon/4\pi\varkappa = T} \quad \dots \dots \dots \quad (7)$$

Nun ist nach dem Ohmschen Gesetz der gesamte den Kondensator durchfließende Strom:

$$J = -\delta e/\delta t = \Phi/W = e/KW = e/T,$$

was mit Gl. (3) identisch. Das Merkwürdige an Gl. (7) ist, daß die Größe $KW$ gänzlich unabhängig von der Gestalt des Kondensators und allein durch

ne beiden Konstanten $\varepsilon$ und $\varkappa$ bestimmt ist[1]). Man bezeichnet $T$ als die Relaxationszeit"[2]) des betreffenden Dielektrikums; es ist diejenige Zeit, ährend der die Spannung des Kondensators infolge der Leitung seines elektrikums auf den $e$ten Teil gesunken ist.

$T$ kann je nach der Natur des Dielektrikums außerordentlich verhiedene Werte annehmen. Für einen guten Isolator, etwa Schwefel, beträgt viele Tage, für Rizinusöl beträgt es etwa 0,5 Sekunden, und für destiliertes Wasser einige Zehnmillionstel Sekunden. Während also ein Kondenor mit Schwefel als Dielektrikum bei Ausschluß der Oberflächenleitung d der Verluste durch die Luft, etwa bei Einschließung des Ganzen in ein akuiertes Gefäß, seine Ladung tagelang fast unverändert behält, ist diese i einem Ölkondensator schon nach wenigen Sekunden, bei einem Wasserndensator schon nach etwa 1 millionstel Sekunde praktisch völlig verrunden. Bei Metallen endlich ist $T$ so klein, daß es bis jetzt noch nicht lungen ist, seinen Wert festzustellen. Man kennt bei Metallen wohl ihre itfähigkeit, nicht aber ihre DK.

Die Thomsonsche Beziehung (Gl. 7) gilt, wie leicht zu sehen, auch nn noch, wenn man einen aus zwei beliebigen einander umschließenden tallbelegungen bestehenden Kondensator nacheinander mit zwei verhiedenen Medien ausfüllt und für das eine $K$ und $\varepsilon$, für das andere $W$ d $\varkappa$ bestimmt.

So hat Gaugain[3]) die Kapazität von Luftkondensatoren mit ihrem iderstand bei Füllung mit einer Flüssigkeit von bekannter Leitfähigkeit rglichen, und das Produkt $KW$ tatsächlich unabhängig von der Gestalt funden. Man kann diese Übereinstimmung als Beweis für die Richtigkeit oben gemachten Annahme betrachten, daß in körperlichen Leitern der rom überall parallel der Kraftrichtung erfolge, so daß man die einzelnen aft- oder Erregungsröhren als unabhängige nebeneinander geschaltete Stromfäden" betrachten kann.

Neuerdings hat F. Kohlrausch[4]) darauf hingewiesen, daß man Gl. (7) nutzen kann, um kleine Kapazitäten, die sich schwer messen und bei mplizierter Gestalt der Belegungen auch nicht berechnen lassen, dadurch zu stimmen, daß man den Kondensator mit einer Flüssigkeit von bekannter itfähigkeit füllt und den Widerstand zwischen den Belegungen nach irgend ner der später (Kap. VI) zu beschreibenden Methoden mißt.

**Strömung im inhomogenen Dielektrikum.** In einem inhomogenen elektrikum ergeben sich bedeutend kompliziertere Gesetze für den Stromrlauf, da hier ja, wie oben bereits qualitativ gezeigt, die Rückstandsscheinungen hinzukommen. Maxwell zeigte in der von ihm entwickelten ückstandstheorie, daß das Auftreten oder Nichtauftreten eines Rückstandes einem geschichteten Dielektrikum von der räumlichen Veränderlichkeit er Konstanz der Größe $\varepsilon : \varkappa$ abhängt.

Beweis. Man betrachte die Grenze zwischen zwei Schichten mit den DK $\varepsilon_1$ und $\varepsilon_2$ und den Leitfähigkeiten $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$. Nach den in § 24 angegebenen Grenzbedingungen gilt für die elektrische Kraft an der Grenze,

[1]) W. Thomson, Phil. Mag. (4) 7, 1854.
[2]) Cohn und Arons, Wied. Ann. 33, 25, 1888.
[3]) Ann. chim. et phys. 64, 1862; Wiedemann, Elektr. I, § 130.
[4]) Verh. d. D. phys. Ges. 8, 151, 1906.

die einzelnen Röhren durch unendlich dünne, nichtleitende Schichten voneinander getrennt denken, ohne daß dadurch weder an der Verteilung der elektrischen Kraft, noch an derjenigen des elektrischen Stromes etwas geändert wird. *Jede einzelne Erregungsröhre bildet dann einen fadenförmigen Leiter von veränderlichem Querschnitt*, auf den wir das Ohmsche Gesetz anwenden wollen.

Ein Stückchen der Röhre vom Querschnitt $q$ und der Länge $\delta s$ besitzt den Widerstand $\delta s/(q.\varkappa)$, der ganze Widerstand $w$ einer Röhre ist also die über ihre Länge erstreckte Summe

$$w = \Sigma\, \delta s/(q.\varkappa).$$

Ist $D = \varepsilon . E$ die „Erregung", so ist $q . D = 1$, oder $1/q = \varepsilon . E$, somit:

$$w = \varepsilon/\varkappa \, . \, \Sigma(E . \delta s).$$

Da nun $E = -\delta\Phi/\delta s$, so ist $E . \delta s = -\delta\Phi$ und die über die ganze Röhrenlänge erstreckte Summe aller $\delta\Phi$ ist einfach gleich der Potentialdifferenz $\Phi$ der Belegungen. Somit:

$$\underline{w = \Phi . \varepsilon/\varkappa} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Der Widerstand aller Erregungsröhren ist also derselbe. Der Strom $i$ längs jeder Röhre beträgt $i = \Phi/w = \varkappa/\varepsilon$, ist also auch längs jeder Röhre derselbe. *Da endlich auch die Ladung an den Endflächen aller Röhren gleich* ist, nämlich gleich $+ 1/4\pi$, so nimmt die Ladungsdichte an **jeder Stelle** der Belegungen pro Zeiteinheit um denselben Bruchteil $i : (1/4\pi) = 4\pi\varkappa/\varepsilon$ ab. Die relative Verteilung der Ladung auf der Belegung bleibt also ungeändert; sie bleibt dauernd eine Gleichgewichtsverteilung, wenn sie anfangs eine solche war, ohne daß ein Fließen längs der Oberfläche selbst stattfindet. Daraus folgt, daß der Faktor $4\pi\varkappa/\varepsilon$ auch die relative Abnahme der **Gesamtladung** $e$ darstellt, so daß wir schreiben können:

$$\delta e/\delta t = -e . 4\pi\varkappa/\varepsilon \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

oder [vgl. die Bemerkung auf S. 289 zu Gl. (2 bis 4) in § 100]:

$$e = e_0 . e^{-t/T} \qquad \text{und} \qquad \Phi = \Phi_0 . e^{-t/T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wobei zur Abkürzung:

$$\underline{T = \varepsilon/4\pi\varkappa} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

gesetzt ist.

Dasselbe Resultat können wir auch folgendermaßen ableiten: Die Zahl der Erregungsröhren ist gleich $4\pi e$, also der Widerstand $W$ der parallel geschalteten Röhren gleich:

$$W = \frac{w}{4\pi e} = \frac{\varepsilon}{\varkappa} . \frac{\Phi}{4\pi e} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Ferner ist $\Phi/e = 1/K$, wo $K$ die Kapazität des Kondensators, also

$$\underline{W . K = \varepsilon/4\pi\varkappa = T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Nun ist nach dem Ohmschen Gesetz der gesamte den Kondensator durchfließende Strom:

$$J = -\delta e/\delta t = \Phi/W = e/KW = e/T,$$

was mit Gl. (3) identisch. Das Merkwürdige an Gl. (7) ist, daß die Größe $KW$ gänzlich unabhängig von der Gestalt des Kondensators und allein durch

ine beiden Konstanten $\varepsilon$ und $\varkappa$ bestimmt ist[1]). Man bezeichnet $T$ als die Relaxationszeit"[2]) des betreffenden Dielektrikums; es ist diejenige Zeit, ährend der die Spannung des Kondensators infolge der Leitung seines ielektrikums auf den $1/e$ten Teil gesunken ist.

$T$ kann je nach der Natur des Dielektrikums außerordentlich verhiedene Werte annehmen. Für einen guten Isolator, etwa Schwefel, beträgt viele Tage, für Ricinusöl beträgt es etwa 0,5 Sekunden, und für destilrtes Wasser einige Zehnmillionstel Sekunden. Während also ein Kondentor mit Schwefel als Dielektrikum bei Ausschluß der Oberflächenleitung d der Verluste durch die Luft, etwa bei Einschließung des Ganzen in ein akuiertes Gefäß, seine Ladung tagelang fast unverändert behält, ist diese i einem Ölkondensator schon nach wenigen Sekunden, bei einem Wasserndensator schon nach etwa 1 millionstel Sekunde praktisch völlig verhwunden. Bei Metallen endlich ist $T$ so klein, daß es bis jetzt noch nicht lungen ist, seinen Wert festzustellen. Man kennt bei Metallen wohl ihre itfähigkeit, nicht aber ihre DK.

Die Thomsonsche Beziehung (Gl. 7) gilt, wie leicht zu sehen, auch on noch, wenn man einen aus zwei beliebigen einander umschließenden etallbelegungen bestehenden Kondensator nacheinander mit zwei verhiedenen Medien ausfüllt und für das eine $K$ und $\varepsilon$, für das andere $W$ d $\varkappa$ bestimmt.

So hat Gaugain[3]) die Kapazität von Luftkondensatoren mit ihrem iderstand bei Füllung mit einer Flüssigkeit von bekannter Leitfähigkeit rglichen, und das Produkt $KW$ tatsächlich unabhängig von der Gestalt funden. Man kann diese Übereinstimmung als Beweis für die Richtigkeit r oben gemachten Annahme betrachten, daß in körperlichen Leitern der rom überall parallel der Kraftrichtung erfolge, so daß man die einzelnen aft- oder Erregungsröhren als unabhängige nebeneinander geschaltete Stromfäden" betrachten kann.

Neuerdings hat F. Kohlrausch[4]) darauf hingewiesen, daß man Gl. (7) nutzen kann, um kleine Kapazitäten, die sich schwer messen und bei mplizierter Gestalt der Belegungen auch nicht berechnen lassen, dadurch zu stimmen, daß man den Kondensator mit einer Flüssigkeit von bekannter itfähigkeit füllt und den Widerstand zwischen den Belegungen nach irgend ner der später (Kap. VI) zu beschreibenden Methoden mißt.

Strömung im inhomogenen Dielektrikum. In einem inhomogenen elektrikum ergeben sich bedeutend kompliziertere Gesetze für den Stromrlauf, da hier ja, wie oben bereits qualitativ gezeigt, die Rückstandsscheinungen hinzukommen. Maxwell zeigte in der von ihm entwickelten ückstandstheorie, daß das Auftreten oder Nichtauftreten eines Rückstandes einem geschichteten Dielektrikum von der räumlichen Veränderlichkeit er Konstanz der Größe $\varepsilon \cdot \varkappa$ abhängt.

Beweis: Man betrachte die Grenze zwischen zwei Schichten mit den DK $\varepsilon_1$ und $\varepsilon_2$ und den Leitfähigkeiten $\varkappa_1$ und $\varkappa_2$. Nach den in § 24 angegebenen Grenzbedingungen gilt für die elektrische Kraft an der Grenze,

[1]) W. Thomson, Phil. Mag. (4) 7, 1854.
[2]) Cohn und Arons, Wied. Ann. 33, 25, 1888.
[3]) Ann. chim. et phys. 64, 1862, Wiedemann, Elektr. I, § 130.
[4]) Verh. D. phys. Ges. 8, 151, 1906.

solange noch keine wahren Ladungen [illegible] also unmittelb[ar]
Ladung des Kondensators:

$$\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 \quad \text{oder} \quad \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{E_2}{E_1}.$$

Ferner sind die Stromdichten auf beiden Seiten, d. h. die Strom[stärken]
pro Quadratzentimeter Querschnitt [s. Gl. (4') in § 101]

$$j_1 = \varkappa_1 E_1 \quad \text{und} \quad j_2 = \varkappa_2 E_2 \quad \text{oder} \quad \frac{j_1}{j_2} = \frac{\varkappa_1 E_1}{\varkappa_2 E_2} = \frac{\varkappa_1 \varepsilon_2}{\varkappa_2 \varepsilon_1}$$

Die Grenzschicht bleibt nur dann dauernd ladungsfrei, wenn [illegible]
d. h. wenn in jedem Moment ebensoviel Elektrizität zu- wie abflie[ßt]
ist aber nur erfüllt, wenn:

$$\frac{\varkappa_1}{\varepsilon_1} = \frac{\varkappa_2}{\varepsilon_2},$$

was zu beweisen war.

[Rück]stand beobachtet man auch in scheinbar völlig homogenen, flüssi[gen Dielektriken einen] elektrischen Rückstand; dieser rührt, wie H. Hertz[1] gezeigt hat, entwe[der von] mikroskopisch kleinen Verunreinigungen (also doch von Inhomogenitäten) [her, die] sich durch längeren Stromdurchgang bei geeigneter Anordnung beseitigen [lassen] („elektrische Reinigung"), oder aber von elektrolytischer Polarisation, d[. h. von] einer durch den Strom selbst allmählich erzeugten Inhomogenität der versch[iedenen] Schichten des leitenden Dielektrikums.

Bei den im Beginn dieses Paragraphen beschriebenen Versuch[en war] die Leitfähigkeit des einen der beiden Dielektrika, nämlich der Luft[, prak]tisch gleich Null, solange die angewandten Kräfte unterhalb des zur F[unken]entladung nötigen kritischen Wertes blieben.

Ladet man den dort beschriebenen Paraffinkondensator, oder [die in] Fig. 190 abgebildete zerlegbare Leidener Flasche auf eine sehr hohe [Span]nung, so daß man aus dem Kondensator Funken von einigen Mil[limetern] Länge ziehen kann, so erhält man auch eigentümliche Rückstandser[schei]nungen, deren Ursache in dem plötzlichen Leitendwerden der dünnen [Luft]schicht zwischen den Belegungen und dem festen Dielektrikum zu [suchen] ist. Da die Leitung durch die Luft, wenn sie überhaupt erst einmal [be]sehr rasch erfolgt, so gebrauchen diese Rückstandserscheinungen z[u ihrer] Ausbildung keine merkliche Zeit. Wenn man die zerlegbare Flasche nach dem Laden auf eine hohe Spannung durch metallische Berühr[ung der] Belege mittels Ausladers entlädt, und mittels isolierender Griffe dan[n aus]einander nimmt, so erscheinen die getrennten Belegungen geladen, [und zwar] abweichend von den früheren Rückstandsversuchen mit der ur[sprüng]lichen Ladung entgegengesetztem Vorzeichen. Entladet man die getr[ennten] Belegungen und setzt dann die Flasche wieder zusammen, so erschei[nt sie] wieder geladen, und zwar gleichsinnig der ursprünglichen Ladung. [Die ge]ladenen Glasflächen wirken jetzt wieder auf die Belegungen, wie der [Kuchen] eines erregten Elektrophors auf seinen Deckel und seine Unterlage. [So] wie beim Elektrophor kann man das Entladen der Flasche, Ausein[ander]nehmen und Entladen der getrennten Belegungen, Wiederzusammensetz[en] mit gleichem Erfolge beliebig oft wiederholen.

Nimmt man die Flasche nach ihrer ersten Entladung nicht ausein[ander,] sondern überläßt sie sich selbst, so geht zunächst ein Teil der Oberf[lächen]ladung des Glases durch die Luft auf die Belegung zurück, so da[ß sich] innerhalb weniger Sekunden ein der ursprünglichen Ladung gleichn[amiger]
[illegible]

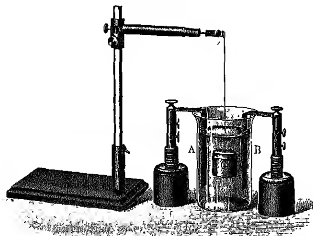
[1] Wied. Ann. 20, 279, 1883.

Rückstand erscheint. Nimmt man diesen durch Entladung fort, und wartet wieder, so kann jetzt wegen zu geringer Spannung kein Übergang durch die Luft mehr erfolgen, es bleibt nur der sehr langsame Ausgleich durch das Glas übrig und ein nach längerer Zeit jetzt etwa auftretender Rückstand rührt nur vom Freiwerden von durch Influenz anfangs gebunden gewesener Influenzelektrizität zweiter Art her, hat also der ursprünglichen Ladung entgegengesetztes Zeichen.

**Rotationen im elektrischen Felde.** Mit der verschiedenen Leitfähigkeit gemischter Dielektrika hängt auch folgende von G. Quincke[1]) entdeckte und zuerst von A. Heydweiller[2]) richtig erklärte Erscheinung zusammen.

Zwischen zwei isolierten Blechplatten $A$ und $B$, die in ein Becherglas eintauchen, hängt ein Zylinder $C$ oder eine Kugel aus gut isolierendem Mate-

Fig. 279.




rial (Glas, Paraffin oder Schwefel) an einem ungedrehten Faden. Wir füllen das Glas mit einer schlecht leitenden Flüssigkeit, z. B. mit Terpentinöl und laden die beiden Platten mittels einer Influenzmaschine. Dann fängt der aufgehängte Körper zuerst an, sich hin und her zu drehen und gerät schließlich in eine immer rascher werdende Rotation nach einer Seite. Sollte die Bewegung nicht von selbst eintreten, so genügt ein kleiner Anstoß, um ihn in beliebiger Richtung in Rotation zu versetzen.

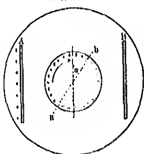
Durch zunehmende Torsion des Fadens hört die Drehung natürlich schließlich auf, und geht dann in die entgegengesetzte Richtung über.

Zur Erklärung der Erscheinung betrachte man die Querschnittszeichnung Fig. 280. Da die Flüssigkeit besser leitet als der im Vergleich dazu fast völlig isolierende Drehkörper, so sammeln sich auf dessen Oberfläche an den den Kondensatorplatten zugewandten Seiten gleichnamige Ladungen an, die durch den Leitungsstrom dorthin transportiert sind. Infolge der Abstoßung zwischen diesen Ladungen und den Kondensatorplatten wird das Gleich-

[1]) Wied. Ann. 59, 417, 1896.
[2]) Verh. Berl. phys. Ges. 16, 32, 1897.

gewicht des Drehkörpers labil, und wenn er sich einmal nach einer Bewegung gesetzt hat, so behält er seine Bewegung dauernd bei; d die Ladungen bei der Umdrehung mitgenommen werden und weg schlechten Leitfähigkeit der Flüssigkeit nicht sofort wieder ins Gleich

Fig. 280.




kommen können, so entsteht eine un trische Ladungsverteilung auf dem Dreh indem die neutrale Zone *ab* um einen g Winkel *α* gegen die symmetrische Lage ist; man sieht leicht ein, daß in diesem Z die Kräfte zwischen den Ladungen des körpers und der Platten ein Drehmom Sinne der bereits vorhandenen Drehung e Die Energiequelle der Bewegung beruht mechanischen Transport von + Elektriz Stellen niederen und von Elektriz Stellen höheren Potentials, wodurch sich lich der Kondensator rascher entladet, als er bei ruhendem Dreh tun würde. Eine vollständige Theorie der Erscheinung rührt von Schweidler[1]) her.

§ 104. Entdeckung des Galvanismus. Die in den § 100 b beschriebenen Erscheinungen des elektrischen Stromes waren solch sich mit den in der Elektrostatik gebräuchlichen Hilfsmitteln beob ließen. Als Wirkungen, die von dem Strome herrührten und bei ru Elektrizität nicht beobachtet wurden, lernten wir das Spannungsgefäl Wärmeentwickelung und die Rückstandserscheinungen kennen. E nun noch eine ganze Anzahl weiterer (magnetischer, chemischer Wirkungen des elektrischen Stromes, die nur bei Anwendung äußerst Hilfsmittel beobachtbar sind, wenn wir den Strom durch langsame Ent einer Leidener Flasche, oder einfach durch Verbindung der beiden duktoren der Elektrisiermaschine durch einen passend gestalteten Lei zeugen; diese Erscheinungen wären deshalb vermutlich niemals en worden, wenn man nicht vorher andere Quellen elektrischer Ströme gef hätte, die in guten Leitern schon innerhalb kleiner Bruchteile einer Se Elektrizitätsmengen in Bewegung setzen, wie sie mit den allerg Elektrisiermaschinen erst im Laufe von Stunden produziert werden Stromquellen sind:

Der galvanische Prozeß, die Thermoelektrizität, die Ma induktion.

Die geradezu umwälzende Bedeutung, die die Entdeckung des nischen Arztes L. Galvani (1737 bis 1798), nach dem die erste der genannten Stromquellen benannt ist, für die Physik und für unsere ge Kultur gehabt hat, läßt es gerechtfertigt erscheinen, daß die Geschichte Entdeckung hier etwas ausführlicher behandelt wird; dies scheint aus halb angebracht, weil gerade auf diesem Gebiete sich eine Reihe von tümern in manche Darstellungen eingeschlichen hat, durch die die w schaftliche Bedeutung der einzelnen Entdecker oft stark verschoben ers

[1]) Wien. Ber. 106 (IIa), 1, 1897.

amentlich ist der Anteil Galvanis an der Entdeckung häufig fast bis zur illigen Bedeutungslosigkeit verkleinert worden.

Da die hauptsächlich in Betracht kommenden Arbeiten jetzt leicht zuänglich gemacht sind (Ostwalds Klassiker Nr. 52, 114 und 118), so ist er wahre Sachverhalt verhältnismäßig leicht festzustellen [1]).

Nachdem schon im Jahre 1750 Caldani beobachtet hatte, daß frisch etötete Frösche durch elektrische Schläge in Zuckungen gerieten, machte alvani im Jahre 1780 durch Zufall eine eobachtung, die die ganz außerordentliche Empfindlichkeit eines geeignet hergestellten Froschpräparates gegen sehr eringfügige elektrische Entladungen ewies. Er hatte die Hinterschenkel eines rosches (Fig. 281) so präpariert, daß sie urch ihre Hauptnerven noch mit einigen Rückenirbeln zusammenhingen und hatte das Präarat auf einen Tisch gelegt, auf dem sich ufällig auch eine Elektrisiermaschine befand [2]).



Fig. 281.

*Wie nun der eine von den Leuten, die mir ur Hand gingen, mit der Spitze des Skalpellessers die Schenkelnerven des Frosches zufällig anz leicht berührte, schienen sich alle Muskeln iederholt krampfartig zusammenzuziehen. Der ndere aber, der uns bei Elektrizitätsversuchen ehilflich war, glaubte bemerkt zu haben, daß ich das ereignet hätte, während dem Konduktor er Maschine ein Funken entlockt wurde.*

Galvani untersuchte die neuartige Erscheinung weiter; das Resultat seiner ersten ersuchsreihe läßt sich dahin zusammenfassen, aß die Zuckungen ausnahmslos eintraten, wenn urch geeignete Verbindung des Präparates mit teils abgeleiteten, teils isoerten Leitern die Möglichkeit gegeben war, daß ein Teil der Influenzlektrizität, die der geladene Maschinenkonduktor in seiner Umgebung erzeugt hatte, bei der plötzlichen Entladung des Konduktors seinen Weg durch as Präparat nahm. So war es z. B. bei dem oben erwähnten ersten ersuch Galvanis der Körper des Gehilfen, der sich durch das Messer hinurch und dann durch den Frosch zur Erde entlud; daß der Gehilfe nicht uf einer isolierenden Unterlage stand, machte wenig aus, da es genügte, enn auch nur ein Bruchteil der Influenzladung den Frosch passierte.

Der nächste Schritt Galvanis bestand in dem Nachweis, daß auch die ewitterelektrizität (s. Kap. „Luftelektrizität") die gleichen Wirkungen auslt. Nachdem ihm dies gelungen, wollte er versuchen, ob auch die schwache lektrische Erregung der Atmosphäre an gewitterfreien Tagen (s. Kap. „Luft-

[1]) Eine ausführliche quellenmäßige Darstellung der Geschichte des Galvanismus ndet man in W. Ostwald, *Lehrbuch der Elektrochemie*.

[2]) Die in kursiv gedruckten Zeilen entstammen bis auf unwesentliche Kürzungen örtlich der Abhandlung Galvanis aus dem Jahre 1791 (Ostwalds Klassiker, r. 52).

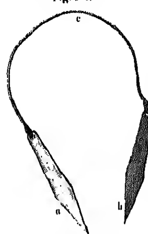
elektrizität") eine Wirkung ausübte. Er hing die Froschschenkel mittels Messinghaken an dem eisernen Geländer eines Gartenbalkons auf und beobachtete auch gelegentlich Bewegungen, aber ohne erkennbaren Zusammenhang mit dem elektrischen Zustand der Atmosphäre. Dagegen traten die Bewegungen öfters ein, wenn er die Messinghaken gegen das eiserne Gitter drückte. Hierdurch entstanden ihm Zweifel an dem Zusammenhang der Erscheinung mit der atmosphärischen Elektrizität, und er wiederholte die Versuche im geschlossenen Zimmer:

*Als ich aber das Tier in das geschlossene Zimmer übergeführt, auf eine Eisenplatte gelegt und angefangen hatte, gegen letztere den in das Rückenmark gehefteten Haken zu drücken, siehe da, dieselben Kontraktionen, dieselben Bewegungen.*

Die Versuche wurden mit wesentlich demselben Ergebnis mit anderen Metallen wiederholt, nur *daß die Kontraktionen bei der Verwendung verschiedener Metalle verschieden waren, bei dem einen heftiger, bei dem anderen langsamer.*

Man kann den Versuch am einfachsten mittels der in Fig. 282 abgebildeten einfachen Vorrichtung wiederholen. ein Streifen Zinkblech *a* ist mit einem Streifen Kupferblech *b* durch einen angelöteten Kupferdraht *c* verbunden; berührt man mit einem der Bleche den Schenkel, mit dem anderen den Nerven, so treten die Zuckungen ein.

Fig. 282.




Nachdem dann weitere Versuche gezeigt hatten, daß die Zuckungen auch eintraten, wenn die den Frosch berührenden Metalle nicht direkt, sondern mittels beliebiger anderer nicht gar zu schlechter Leiter der Elektrizität, z. B. durch eine Reihe von Menschen, verbunden waren, dagegen ausblieben, wenn Nichtleiter die Verbindung bildeten, oder den Frosch berührten, hielt Galvani die elektrische Natur des neuentdeckten Phänomens für sichergestellt; es handelte sich noch um Feststellung des Ursprunges und des Sitzes der beiden ungleichnamigen Elektrizitäten, deren Ausgleich durch den Froschschenkel hindurch offenbar die Zuckungen hervorrief. Er kam zu dem Schlusse, daß die Scheidung im Tiere selbst stattfinden müsse; *denn daß jene* (d. h. die beiden Elektrizitäten) *in ein und derselben Metallplatte verborgen seien, schien der Natur gänzlich zuwiderlaufend und auch den Beobachtungen widersprechend.*

Die in der Elektrostatik gewonnene Erfahrung, daß auf untereinander verbundenen Leitern die Elektrizität bei fehlender Einwirkung von außen (Influenz) stets im Gleichgewicht ist, war offenbar die Veranlassung des oben genannten Satzes. Trotz der noch mehrfach ausdrücklich von Galvani betonten Beobachtung, daß die Versuche nur bei Verschiedenheit der berührenden Metalle sicher gelangen, dagegen bei Anwendung eines einzigen Metalles nur schwach und manchmal gar nicht gingen, betrachtete er dies doch offenbar nur als eine Nebenerscheinung und kam zu der Ansicht, daß

...ne besondere tierische Elektrizität gäbe, und daß sich Nerv und ...kel verhielten wie die beiden Belegungen einer Leidener Flasche, wäh... die außen angelegten Leiter die Rolle eines Entladers spielten. Die ...als allgemein herrschende Meinung der Physiologen und Mediziner, daß ...n besonderes „Nervenfluidum" gäbe, bestärkte ihn in seiner Meinung, ... Identität dieses hypothetischen Stoffes mit der „elektrischen Flüssigkeit" ...estellt zu haben.

Eine große Anzahl von Zeitgenossen, die Galvanis Versuche, die natür... ungeheures Aufsehen erregten, nachmachten, stimmten der Ansicht Gal...s durchaus bei, und suchten sie durch weitere Beweise zu stärken. Zu ...n gehörte auch A. Volta (1745 bis 1827), der seine Untersuchungen ...en Jahren 1792 bis 1796 in einer Reihe von Briefen an befreundete ...genossen publizierte[1]. Nachdem er zunächst fast ein Jahr ... durchaus der Ansicht Galvanis zustimmte, und sie dann wenig... noch in gewissen Fällen gelten lassen wollte, kam er schließlich zu der ...zeugung, daß in allen Fällen die Quelle der Elektrizitätserregung in ... Berührung verschiedenartiger Leiter zu suchen sei.

Die historische Entwickelung der Voltaschen Beweisführung (in den ...en 1792 bis 1796) verlief etwa folgendermaßen:

Volta fand, daß der Entladungsstrom einer Leidener Flasche gar nicht ... Muskel eines Froschpräparates selbst zu passieren brauchte, um eine ...ung zu erregen, sondern daß es genügte, wenn ein ganz kurzes Stück ... Nerven mittels zweier Stanniolbelegungen in den Stromkreis eingeschaltet ...n. Es wurde also nur der Nerv selbst direkt gereizt, während die Rei... des Muskels seitens des Nerven ein sekundäres Phänomen von physi...ch unbekannter Natur, aber jedenfalls identisch mit der gewöhnlichen ...iologischen Muskelreizung durch den zugehörigen Nerven war.

Ein weiterer Versuch zeigte dann, daß die Nervenreizung und als Folge ...n die Muskelzuckung auch eintrat, wenn zwei benachbarte Stücke des ...en mit zwei verschiedenen Metallblättchen, etwa mit Stanniol und mit ...schaum, belegt und dann die Belegungen durch einen Draht verbunden ...den. Damit war nach Volta die Galvanische Anschauung sicher wider... denn innerhalb der durch nichts unterschiedenen benachbarten Teile ... Nerven konnte die Scheidung der Elektrizitäten doch nicht erfolgen[2].

Es mußte also die Stromquelle in der Berührung der ver...edenartigen Leiter liegen, und zwar konnte die Scheidung der ...trizitäten *sowohl an der Berührungsstelle der verschiedenen Metalle, als* ... an den Berührungsstellen zwischen metallischen und flüssigen Leitern ...gen; wenn die Kräfte, mit denen die Scheidung an den verschiedenen ...hrungsstellen erfolgte, gleiche Richtung hatten, oder aber bei entgegen...ster Richtung voneinander genügend verschieden waren, so mußte ...dauerndes Strömen der Elektrizität in Richtung der stärkeren Kraft in ... geschlossenen Leiterkreise erfolgen.

[1] Ostwalds Klassiker, Nr. 114 und 118.

[2] Spätere Untersuchungen Du Bois-Reymond, „Untersuchungen über ...che Elektrizität") haben dann allerdings ergeben, daß auch der Nerv als solcher ...motorisch wirkt, doch ist diese Wirksamkeit viel zu schwach, um bei den ...schen Versuchen in Frage zu kommen.

Als sicher entscheidend zwischen Galvanis und seiner Anschauung gab Volta noch folgenden Versuch an [1]):

Ein Froschpräparat ist am Rückgrat mit einem Stückchen Blattgold oder Blattsilber $A$ bedeckt; unter dem einen Schenkel liegt ein Stück $A'$ desselben Metalles, unter dem anderen Schenkel ein blankes Zinkstück $Z$.

Verbindet man nun $A$ und $A'$ mit einem Draht aus beliebigem Metall (die berührenden Enden müssen blank geschmirgelt sein), so erhält man keine Zuckungen, während nach Galvani solche zu erwarten wären; verbindet man $A'$ und $Z$, so erhält man Zuckungen, während nach Galvanis Anschauung wegen der Symmetrie der Anordnung eine Wirkung unmöglich wäre.

Sehr leicht ausführbar ist folgender einfache Versuch Voltas, der allerdings bereits im Jahre 1760 von Sulzer [2]) beschrieben wurde, natürlich ohne daß dieser eine plausible Erklärung anzugeben wußte.

Man lege eine Gold- oder Silbermünze auf die Oberseite der Zunge, drücke das eine Ende eines U-förmigen, blanken Zinkstreifens gegen die Zungenspitze und bringe dann das andere Ende mit der Münze zur Berührung; es entsteht eine saure Geschmacksempfindung an der Berührungsstelle des Zinks und der Zunge, die andauert, solange die Metalle sich berühren. Vertauscht man die beiden Metalle, so entsteht eine weniger kräftige alkalische Geschmacksempfindung.

Das Fortdauern der Empfindung, solange die Metalle direkt oder auch durch Vermittelung beliebiger anderer teils fester, teils flüssiger guter Leiter verbunden sind, ist nach Volta ein Beweis für das dauernde gleichmäßige Fließen der Elektrizität; eine Vergleichung mit den Geschmacksempfindungen, die entstehen, wenn man die Zunge den Glimm- oder Büschelausstrahlungen einer positiv oder negativ geladenen Spitze aussetzt, läßt ihn auch die Richtung des Stromes richtig dahin angeben, daß derselbe innerhalb der Zunge vom Zink zum Golde fließe.

Im folgenden teilte dann Volta die Leiter der Elektrizität in zwei Klassen ein, in „Leiter erster Klasse", zu denen er sämtliche Metalle, verschiedene Metalloxyde und -sulfide sowie die Kohle rechnet, und „Leiter zweiter Klasse", zu denen das Wasser und sämtliche wässerige Lösungen gehören.

Auf Grund dieser Einteilung stellte er das folgende Gesetz auf:

A. Ein elektrischer Strom entsteht jedesmal dann, wenn eine geschlossene Kette aus mindestens drei Leitern gebildet wird, von denen mindestens einer ein Leiter zweiter Klasse sein muß; und zwar sind dabei drei Fälle möglich:

1. Zwei verschiedene Leiter erster Klasse berühren einen Leiter zweiter Klasse.

2. Ein Leiter erster Klasse berührt zwei verschiedene Leiter zweiter Klasse.

3. Es berühren sich drei verschiedene Leiter zweiter Klasse.

In jedem der soeben genannten Kreise befinden sich also mindestens drei Berührungsstellen, an denen Elektrizität erregt werden kann und nach

---

[1]) Siehe Ostwalds Klassiker Nr. 114, S. 122, Anmerkung.

[2]) Berl. Akad. Ber.

ten Anschauung auch tatsächlich erregt wird. Die drei ktromotorischen Kräfte", wie wir nunmehr die ihrem Mechanismus einstweilen als unbekannt zu betrachtenden Ursachen der Elektrizitäts-gung an den Berührungsstellen nennen wollen, hängen in ihrer Größe Richtung von der Natur der sich berührenden Leiter ab, und je nach Überwiegen der einen oder anderen ergibt sich die Richtung des mes.

Die weiteren, noch immer mit Hilfe des Froschpräparates ausgeführten Ver-e ergaben eine große Reihe wichtiger Tatsachen, die hier nur kurz aufgeführt den sollen, da wir sie später unter Anwendung bequemerer Beobachtungs-oden eingehender besprechen werden.

Volta fand unter anderem:

An Stelle zweier chemisch verschiedener Metalle kann auch ein einziges dienen, seine Enden nur irgendwie verschieden, z. B. verschieden hart oder auf schiedener Temperatur sind, oder wenn das eine blank, das andere oxydiert ist. entlich war eine Kombination von blankem und oxydiertem Blei sehr sam.

An Stelle zweier verschiedener Flüssigkeiten kann auch dieselbe Flüssigkeit, in verschiedener Konzentration, dienen.

Besteht der Schließungskreis aus einer größeren Anzahl teils metallischer, teils iger Leiter, so kommt es für die Intensität der Wirkung sehr auf die Größe Berührungsflächen zwischen den flüssigen oder zwischen einem flüssigen und n metallischen Leiter an; dagegen macht es bei der Berührung zweier metalli-r Leiter kaum etwas aus, ob sie sich in einer größeren Fläche oder nur in igen Punkten berühren. Volta schließt hieraus ganz richtig, daß die Leit-gkeit der Metalle ganz außerordentlich diejenige der Flüssigkeiten übertreffe.

Die Metalle lassen sich nach dem Grad ihrer Wirksamkeit in eine Reihe nen, derart, daß die in der Reihe am entferntesten voneinander stehenden die ste Wirkung bei gegenseitiger Berührung zeigen; die Reihe wird weiter unten §) in etwas erweiterter Form mitgeteilt werden.

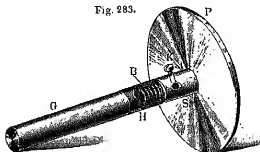
Wenn nun auch die bisher aufgeführten Tatsachen, namentlich der stand, daß eine Wirkung nur eintrat, wenn der ganze Kreis aus Leitern Elektrizität bestand, dagegen ausblieb, wenn er irgendwo einen Nicht-er oder schlechten Leiter enthielt, durchaus für den elektrischen Ursprung neuartigen Erscheinungen sprachen, so galt doch andererseits die an-einende Unmöglichkeit, mit Hilfe der beim Froschexperiment wirksamen terkombinationen die bis dahin bekannten elektrischen Wirkungen, wie ziehungen und Abstoßungen, Funken, elektrische Schläge usw., zu erzeugen, viele Zeitgenossen Voltas als ein Argument zugunsten der Anschauung, man es hier nicht mit eigentlicher Elektrizität, sondern mit einem neu-igen Agens, für das man den Namen „galvanisches Fluidum" vorschlug, tun habe. Wir wollen im nächsten Paragraphen zeigen, wie es Volta ang, diese Anschauung zu widerlegen und die fehlenden Wirkungen nach-weisen.

§ 105. Der Voltasche Fundamentalversuch. Der elektroskopische chweis, daß zwei sich berührende verschiedenartige Metallplatten entgegen-setzt elektrisch werden, gelang Volta im Jahre 1796 durch Benutzung von Nicholson[1] erfundenen Duplikators (vgl. § 60). Im Jahre 1797 d er dann eine viel bequemere Anordnung, die eine modifizierte Form nes in § 77 beschriebenen Kondensators darstellt.

[1] Phil. Trans. 78, 1788, Grens Ann. d. Phys. 2, 61.

Der Apparat bestand aus einer Anzahl genau eben geschliffener und polierter Metallplatten von 6 bis 8 cm Durchmesser und etwa 3 mm Dicke. Fig. 283 zeigt eine praktische Ausführungsform der Platten nach E. Grimsehl[1]). An der Rückseite der Platte $P$ sitzt ein mit einer Klemmschraube $K$ versehener kurzer Stiel, der in ein isolierendes Hartgummistück $H$ eingeschraubt ist; als Handhabe dient ein Messingrohr $G$. Bei den früher vielfach benutzten, ganz aus Glas oder Hartgummi bestehenden Stielen entstand leicht beim Hantieren störende Reibungselektrizität. Die axiale Bohrung $B$ in der Schraube des Stiels erlaubt, die Platten nach Abschrauben des Hartgummistücks direkt auf den Stiel eines Elektrometers aufzusetzen.

Fig. 283.




Zur Ausführung sämtlicher folgender Versuche sind im ganzen sechs Platten nötig, drei aus Kupfer und drei aus Zink. Von den Kupferplatten sind zwei, von den Zinkplatten eine, wie beim Voltaschen Kondensator, an der dem Stiel abgewandten Seite mit einer dünnen Lackschicht überzogen.

Reinheit und Glätte der Oberfläche sind unerläßliche Vorbedingungen zum Gelingen der Versuche. Man putze die unlackierten Platten vor Beginn der Versuche durch Abreiben auf einem glatt gelegten Bogen allerfeinsten Schmirgelpapiers (Nr. 0000) und stäube sie vor jedem einzelnen Versuch noch einmal mit einem weichen Pinsel ab. Bei Nichtgebrauch stelle man die Platte nicht mit ihrer Fläche auf den Tisch, sondern lege sie, wie in der Fig. 283 dargestellt, auf eine Kante. Bei lackierten Platten entsteht beim Abstauben leicht Reibungselektrizität; deshalb müssen diese Platten nach etwaigem Abstauben auch noch über eine Flamme gezogen werden[2]).

Erster Versuch. Wir fassen zwei unlackierte Platten, und zwar eine Kupfer- und eine Zinkplatte, an ihren Stielen, drücken sie mit mäßiger Kraft aufeinander und reißen dann die merklich adhärierenden Platten[3]) mit einem kräftigen Ruck auseinander, so daß die Berührung möglichst an allen Punkten gleichzeitig aufgehoben wird. Prüfen wir dann die Platten an einem möglichst empfindlichen Blättchenelektroskop, so finden wir die **Zinkplatte positiv**, die **Kupferplatte negativ** geladen.

Man benutzt am besten ein Blättchenelektroskop mit verschiebbaren Schutzbacken (Fig. 112), die man den Blättchen möglichst nähert; dadurch wird die Empfindlichkeit beträchtlich erhöht und der ziemlich schwache Effekt leichter bemerkbar.

---

[1]) Zeitschr. f. phys. u. chem. Unterr. 16, 14, 1903.

[2]) Ist der Lack rissig geworden oder sonstwie verdorben, so wasche man ihn mit Terpentin oder Alkohol ab und pinsele eine neue Schicht von dünnflüssigem Bernsteinlack oder Schellack mit einem feinen Pinsel auf die etwas angewärmte Platte. Man lasse die Platte dann zwei Tage lang an einem staubsicheren Ort stehen, ehe man sie gebraucht. Wenn man ganz sicher gehen will, so erneuere man vor jeder größeren Versuchsreihe die Lackschicht selbst dann, wenn sie ganz unverletzt aussieht.

[3]) Siehe Bd. I, § 110

Es ist gleichgültig, ob bei der erstmaligen Ausführung dieses Vor-
es die Platten während der Berührung isoliert oder abgeleitet sind.

Zweiter Versuch. Wir können den Effekt, der beim ersten Versuch
meist an der Grenze des überhaupt Beobachtbaren steht, verstärken,
n wir eine der Platten, im folgenden mit $B$ bezeichnet, durch einen Draht
Erde ableiten, und die andere, im folgenden mit $A$ bezeichnet, abwech-
l auf $B$ aufsetzen, abheben und mit dem Elektroskop in Berührung
gen. Der Ausschlag wird mit jeder neuen Berührung anwachsen, bis er
n Endwert erreicht, der nicht weiter überschritten wird.

Noch stärker wird der Endeffekt, wenn die Platte $B$ nicht dauernd,
ern immer nur während $A$ abgehoben ist, für einen Augenblick abgeleitet
[1]). Es entstehen leicht Ausschläge von 6 bis 7 Skalenteilen am Elektro-
von Elster und Geitel bei ganz auseinandergezogenen Schutzbacken.

Machen wir zur Kontrolle einen Gegenversuch mit zwei Zinkplatten
zwei Kupferplatten, *so entsteht kein Ausschlag.*

Auch bei Verwendung zweier verschiedener Platten bleibt die Wirkung
wenn wir die Platten nicht mit ihrer ganzen Fläche, sondern nur mit
m kleinen Teile derselben aufeinandersetzen, oder endlich, wenn wir die
ten nicht genau parallel abziehen, sondern um einen Punkt des Randes,
um ein Scharnier auseinanderklappen und dann erst trennen.

Zur Erklärung der Versuche nehmen wir mit Volta an, bei der Be-
ung zweier verschiedener Metalle trete von selbst eine Scheidung
Elektrizität in der Weise ein, daß sich + Elektrizität auf der einen,
Elektrizität *auf der anderen Platte* ansammelt, und daß Gleichgewicht
ritt, wenn eine ganz bestimmte Potentialdifferenz der Platten ent-
den ist. Diese Potentialdifferenz hält also der unbekannten Kraft, die
Scheidung bewirkt, gerade das Gleichgewicht und dient deshalb auch
Maß dieser Kraft, der man den Namen „elektromotorische Kraft",
olgenden mit „EMK" abgekürzt, gegeben hat.

Die Elektrizitätsmenge, die sich im Gleichgewichtszustande auf jeder
beiden Platten angehäuft hat, muß gleich dem Produkt der EMK in
Kapazität des Kondensators sein, der aus den beiden Platten und der
chen ihnen befindlichen äußerst dünnen Luftschicht besteht.

Trennt man nun die Platten derartig, daß die Berührung an allen
kten gleichzeitig aufgehoben wird, so behält jede ihre ganze Ladung; da
die Kapazität der Platten sich bei der Trennung stark verkleinert, so
nt das Potential an und wird schließlich so hoch, daß es am Elektro-
r nachweisbar ist.

Hebt man die Platten nicht genau parallel ab, sondern dreht sie um
Kante, so kann die Potentialdifferenz, solange die Berührung dauert,
anwachsen, weil jetzt während der Drehung einfach ein Teil der vorher
hiedenen Ladungen sich durch die Berührungsstelle ausgleicht, so daß
Potentialdifferenz stets gleich der EMK bleibt.

*Maßgebend für die Größe des beobachtbaren Effektes ist also die gegen-*
*ge* Kapazität der beiden Platten im letzten Augenblick der Be-

[1]) Zur Ableitung genügt Berührung mit dem Zeigefinger der den Stiel von $B$
nden Hand. Über den Einfluß der Art der Ableitung s. weiter unten S. 321

rührung; bezeichnen wir diese mit $K$, die EMK mit $E$ [1]), so ist die Lad
$e = K \cdot E$.

Die gegenseitige Kapazität der kreisförmigen Platten vom Radius $r$ i
dem gegen $r$ sehr kleinen Abstand $d$ ist für Luft als Dielektrikum [s. Gl.
§ 90]:

$$K = \pi r^2 / (4 \pi d) = r^2 / (4 d) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

die Ladung jeder Platte während der Berührung beträgt also

$$e = K \cdot E = E \cdot r^2 / (4 d) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Trennt man die Platten so weit, daß sie nicht mehr merklich aufeinan
wirken, so hat jede, falls wir ihre Dicke gegen $r$ vernachlässigen kann
die Kapazität [s. Gl. (5), § 88]:

$$K' = 2 r / \pi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad ($$

und ihr Potential ist durch die Gleichung $\Phi = e / K'$ gegeben, oder

$$\Phi = E \cdot K / K' = E \cdot \pi r / 8 d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad ($$

Den Faktor $K / K' = \pi r / 8 d$, der angibt, um wievielmal das Potential
der Platte $A$ nach der Trennung die Potentialdifferenz während der Berühru
übertrifft, nennt man die „Verstärkungszahl" des Kondensators. I
z. B. $r = 4$ cm, $d = 1/100$ cm, so ist die Verstärkungszahl gleich 157.

Berührt man mit der abgehobenen Platte $A$ das Elektrometer, so ge
ein Teil ihrer Ladung an dieses über und das Potential der Platte erniedri
sich. Bei mehrmaliger Wiederholung des Versuches kann sich aber d
Elektrometerpotential offenbar nur so lange vermehren, bis es gleich dem d
Platte geworden ist. Der bei oftmaliger Wiederholung schließlich erreich
Grenzwert des Elektrometerausschlags mißt also das Potential $\Phi$ der a
gehobenen Platte. Dividiert man dieses Potential, das meist nur Bruchtei
einer elektrostatischen Einheit betragen wird, durch die Verstärkungszah
so erhält man die EMK bei der Berührung der Platten, die demnac
nur einen äußerst kleinen Wert hat, der ohne die Vervielfältigun
durch den Kondensator nur mittels sehr empfindlicher Instrumente nach
zuweisen wäre.

Eine sehr einfache Methode, die Potentialdifferenz zwischen zwei Metalle
während ihrer Berührung nachzuweisen, ist von W. Thomson [3]) angegebe
worden. Man ersetzt die messingenen Quadranten de
Quadrantenelektrometers durch zwei an der einen Seit
miteinander verlötete Halbkreise (Fig. 284), von dene
einer aus Zink, der andere aus Kupfer besteht. Wird nu
die über ihnen schwebende Nadel abwechselnd auf ei
positives und negatives Potential gebracht, so ändert si
jedesmal ihre Lage, da sie im ersten Falle vom Kupfe
angezogen und vom Zink abgestoßen wird, im zweite
Falle die entgegengesetzten Einwirkungen erfährt.

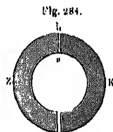


Fig. 284.

In anderer Weise hat W. Hallwachs [4]) das Quadranten
elektrometer zum Nachweise und zur Messung von Kon
taktpotentialdifferenzen benutzt. ... die Metallhülle

[1]) Eine Verwechselung mit der früher ebenfalls mit $E$ bezeichneten elek
trischen Feldstärke ist wohl kaum zu befürchten, wo eine solche möglich sein
sollte, wird durch geeignete Indizes eine Unterscheidung bewirkt werden.
[2]) Genauer: Potentialdifferenz gegen Erde.
[3]) Proc. Manchester Soc. 2, 176, 1862.
[4]) Wied. Ann. 29, 1, 1886.

Quadranten und die Nadel eines solchen Instrumentes aus demselben Metall
l unter sich sowie mit einer Ableitung zur Erde verbunden, so besitzen alle
se Teile dasselbe Potential, welches durch den Kontakt ihres Metalles mit der
lleitung entsteht, und üben keine Kräfte aufeinander aus.

Ist jedoch das Metall der Nadel von dem der Quadranten verschieden, z. B.
minium, während die Quadranten und die Hülle aus Messing bestehen, so hat
Nadel von Anfang an ein von dem Potential der Hülle und
Quadranten abweichendes Potential, das sich zu dem will-
llch der Nadel erteilten Potential, je nach dessen Vorzeichen,
liert oder von ihm subtrahiert.

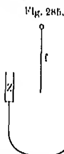


Fig. 285.

Die Folge hiervon ist, daß, wenn man das Vorzeichen der
Quadranten und der Nadel willkürlich erteilten Potentiale
chzeitig umkehrt, die Ausschläge etwas verschieden ausfallen.
Messung kleiner Potentialdifferenzen muß man die von den
ntaktwirkungen bedingte Korrektion berücksichtigen.

Endlich hat Q. Majorana[1]) die Kontaktpotentialdifferenzen
tels folgender Anordnung bestimmt: Die beiden Metalle
eten die beiden Platten Z und G eines Hankelschen Elektro-
ers (Fig. 285), zwischen denen ein feiner, versilberter
rzfaden f hing, der beliebig + oder − geladen werden konnte. Wenn zwischen
unter einander durch einen Draht verbundenen Platten eine EMK wirkte,
mußte der Faden sich je nach dem Vorzeichen seiner Ladung gegen die eine
r andere Platte bewegen. Der Apparat war klein genug, um in ein Gefäß mit
siger Luft eingetaucht zu werden, wobei sich herausstellte, daß die EMK, die
Zink und Gold bei Zimmertemperatur etwa 0,88 Volt betrug, durch die Abkühl-
g auf 0,05 Volt herunterging.

Bei der Berührung der Platte A mit dem Elektrometer muß auch eine
K entstehen, wenn das Elektrometer nicht aus gleichem Metall verfertigt
und ebenso haben wir eine EMK an der Berührungsstelle zwischen dem
trometerstiel und den Blättchen zu erwarten. Wir müssen somit unseren
her in der Elektrostatik gefundenen Satz, daß die Elektrizität auf einem
ersystem im Gleichgewicht sei, wenn überall gleiches Potential herrsche,
in einschränken, daß dies nur dann der Fall, wenn alle Leiter aus dem-
en Metall bestehen. Für die meisten elektrostatischen Versuche kommt
ch der Unterschied, der von der Berührung verschiedenartiger Metalle
rührt, seiner Kleinheit wegen gar nicht in Betracht. Auch bei unseren oben
hriebenen Versuchen entsteht hierdurch kein wesentlicher Fehler; z. B.
den wir, wenn das ganze Elektrometer aus Kupfer bestände und wir es
der Zinkplatte berührten, als Endwert des Elektrometerpotentials nicht
sondern $\Phi - E$ erhalten. Nun ist

$$\Phi - E = E.K/K' - E = E(K/K' - 1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Solange aber die Verstärkungszahl $K/K'$ sehr groß ist, können wir den
rahenden 1 in der letzten Gleichung vernachlässigen und $\Phi$ an Stelle von
$- E$ setzen.

Aus ähnlichen Gründen erklärt sich auch der im allgemeinen gering-
ge Einfluß der Erdableitung der Platte B beim ersten Versuch. Nehmen
an, die Platten seien zuerst beide isoliert und auf demselben Potential,
die Wände des Beobachtungszimmers. Dann ist ihre Ladung Null. Bei
Berührung werden sie dann die Potentialdifferenz $+ E/2$ und $- E/2$
n die Zimmerwände annehmen, und ihre Ladungen werden $E.K/2$ und

[1]) Atti Lincei 1900.

— $E.K/2$ betragen, wenn $K$ die gegenseitige Kapazität der Platten bei ihrer Berührung.

Wenn wir nun bei Wiederholung des Versuches die negative Platte durch irgend welche Leiter mit den Zimmerwänden leitend verbunden halten, so wirken an den Berührungsstellen der einzelnen Leiterteile, z. B. zwischen der Platte und dem Draht, zwischen diesem und der Wasserleitung, zwischen dieser und der Wand, elektromotorische Kräfte, die jedoch, wie aus späterem folgen wird, niemals sich so summieren können, daß ihre Summe, d. h. die Potentialdifferenz zwischen der abgehobenen Platte und der Wand, viel größer sein kann, als diejenige zwischen den beiden Platten. Die Ladung $e'$, die infolge dieser Potentialdifferenz $E'$ auf den sich berührenden Platten angehäuft wird, ist gleich dem Produkt aus $E'$ in die Kapazität $K'$ der äußeren Plattenoberfläche gegen die umgebenden mit der Wand verbundenen Leiter, die meistens alle sehr weit entfernt sind. Es ist also $K'$ klein gegen die gegenseitige Kapazität $K$ der Platten, somit auch $e'$ klein gegen $e$, und deshalb zu vernachlässigen.

Anders liegen die Verhältnisse bei mehrmaliger Wiederholung des Verfahrens, also beim zweiten Versuch:

Die Platte $A$ sei Zink, die Platte $B$ sei Kupfer, es wird also $A$ positiv, $B$ negativ. Zunächst seien beide dauernd isoliert. Die Platte $A$ gibt am Elektrometer einen Teil ihrer + Elektrizität ab, während $B$ ihre − Elektrizität ganz behält. Nach dem Wiederaufsetzen von $A$ muß also das System der beiden Platten, weil es + Elektrizität verloren hat, im ganzen einen Überschuß von − Elektrizität besitzen, der sich gleichmäßig auf beide Platten verteilt, und von der bei der Berührung neu entstehenden + Elektrizität der Zinkplatte subtrahiert, zu der − Elektrizität der Kupferplatte addiert werden muß. Beim zweiten Abheben wird also die Zinkplatte bereits weniger + Elektrizität besitzen als beim ersten Male, und zwar ist der Fehlbetrag gleich der Hälfte dessen, was beim ersten Male an das Elektroskop abgegeben wurde. Beim zweiten Male entsteht wieder ein neuer Verlust von + Elektrizität und so fort. Man wird also bei isolierten Platten nur eine sehr mäßige Verstärkung durch mehrmalige Wiederholung erzielen können.

Ist $B$ dauernd abgeleitet, so sind die Verhältnisse bei jeder Wiederholung genau dieselben, $A$ bekommt jedesmal das Potential $\Phi$ und man erhält als Endwert am Elektrometer ebenfalls $\Phi$.

Wird endlich $B$ nur abgeleitet, während $A$ abgehoben ist, so verteilt sich nach dem Wiederaufsetzen der nicht an das Elektrometer abgegebene Rest der + Ladung von $A$ auf das ganze System, das somit jetzt einen Überschuß von + Elektrizität hat, der beim nächsten Male das Potential der Platte $A$ über den Betrag $\Phi$ hinaus erhöht. Der Endwert wird also größer als $\Phi$.

Bei diesem letzten Falle könnte unter Umständen die Art der Erdableitung eine gewisse Rolle spielen. Würde man etwa die Platte $B$ jedesmal mit ihrer ganzen Fläche auf eine mit der Erde verbundene Platte aus anderem Metall aufsetzen, so würde an den Berührungsstellen starke Kondensatorwirkung eintreten und $B$ nach Abheben eine Ladung haben, die mit der Ladung, die bei Berührung mit $A$ entsteht, von gleicher Größenordnung wäre. Die Erdableitung muß also möglichst so geschehen, daß sie mit keine

densatorwirkung verbunden ist, d. h. man darf die Platte $B$ nur an
n Punkte ableitend berühren.

Dritter Versuch. Wir können die bisherigen Versuche auch so
ühren, daß wir die Platte $A$ nach Abschrauben des Stiels direkt auf den
eines Elektroskops aufsetzen. (Wie beim Voltaschen Kondensator,
g. 188.) Die Platte $B$ wird dann abwechselnd aufgesetzt, abgehoben,
leitet, wieder isoliert, aufgesetzt usw. Bei Anwendung des Elster und
eitelschen Elektroskops ist jedoch Vorsicht geboten, damit nicht durch
ges Aufsetzen oder Abheben die Bernsteinisolation beschädigt wird.

Vierter Versuch. Eine noch weitere Verstärkung des Endeffekts
sich auf folgende Weise mit Hilfe des Voltaschen Kondensators er-
en. Wir entfernen den Griff von einer lackierten Kupferplatte und
n sie auf den Stiel eines Elektroskops. Auf die Kupferplatte stellen
eine ebenfalls lackierte Zinkplatte, die wir zur Erde ableiten. Die An-
ung entspricht also ganz der Fig. 188, nur sind die beiden Scheiben
Kondensators jetzt aus verschiedenem Metall.

Wir überzeugen uns zunächst, daß bloßes Aufsetzen und Abheben der
scheibe keinen Ausschlag erzeugt. Sollte ein Ausschlag entstehen, so
t derselbe von Reibungselektrizität her, die man durch Anhauchen der
lbe oder Hinwegziehen über eine Flamme entferne.

Nunmehr nehmen wir die beiden unlackierten Platten der früheren
uche, drücken sie aufeinander und berühren nach ihrer Trennung mit
Zinkplatte die Zink- und mit der Kupferplatte die Kupferscheibe des
densators. Wegen der großen Kapazität des Kondensators geht fast die
e Ladung der Platten in den Kondensator über, wobei dessen Potential
sehr wenig erhöht wird. Es bedarf deshalb einer sehr großen Anzahl
Wiederholungen des Verfahrens, ehe der Kondensator bis zu dem End-
a $\Phi$ aufgeladen ist.

Heben wir nunmehr die Zinkscheibe des Kondensators ab, so vergrößert
natürlich der Ausschlag des Elektroskops außerordentlich. Der erreich-
Endeffekt ist jetzt:

$$\Phi \cdot K_1 = E \cdot K \cdot K_1 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

$K$ die Verstärkungszahl des aus den beiden unlackierten Platten, $K_1$ die
tärkungszahl des aus den lackierten Platten gebildeten Kondensators
utet. Man kann auf diese Weise den Effekt auch an ziemlich unempfind-
n Elektroskopen sichtbar machen.

Der Versuch gelingt natürlich ebenso, wenn man beide Scheiben des
Voltaschen Kondensators aus Kupfer nimmt, wie aus den Bemerkungen zu
III. (5) hervorgeht. Die Wahl der Zinkscheibe empfiehlt sich gleichwohl,
wenn man Anfängern gegenüber die Verhältnisse möglichst einfach machen
will, da dann bei der Berührung der abgehobenen Platten mit den Scheiben
des Kondensators keine neue EMK entwickelt wird.

Fünfter Versuch. Wir wiederholen den ersten und zweiten Versuch
einem lackierten Plattenpaar (demselben, das im vierten Versuch zur
tellung des Voltaschen Kondensators diente). Zum bequemeren Han-
n befestigen wir die Platte $B$ in einem Stativ mit der Lackseite nach
.

Wir setzen die Platte $A$ isoliert auf, heben sie ab und prüfen sie am
troskop; sie ist ungeladen.

Wir setzen sie wieder auf, und verbinden die Rückseiten der Platten während der Berührung einen Augenblick durch einen U-förmig gebogenen Kupferdraht. Wenn wir dann nach vorheriger Entfernung des Drahtes die Platten trennen, so beobachten wir eine Ladung von gleichem Vorzeichen und ähnlicher Größe, wie beim ersten Versuch. Auch dieser Versuch kann, ähnlich wie der dritte, so ausgeführt werden, daß man *A* direkt auf dem Elektroskop befestigt und *B* bewegt.

Da *die Lackschicht* ziemlich gut isoliert, so kommt es hier *nicht* so sehr wie früher auf paralleles Abheben der Platten an. Wegen des Fortfallens dieser beim ersten Versuch sehr wesentlichen, aber nur sehr schwer erfüllbaren Bedingung kann der Ausschlag jetzt sogar beträchtlich größer sein als beim ersten Versuch, obgleich die Verstärkungszahl wegen der Dicke der Lackschicht jetzt kleiner ist als früher. Jedenfalls geraten die Versuche mit den lackierten Platten bei nicht zu häufiger Wiederholung gleichmäßiger.

Wiederholt man den Versuch öfters, so werden die Ausschläge allmählich *kleiner*. Das Verhalten der Lackschicht ist nämlich ziemlich *komplizierter* Natur und läßt sich nur dann vollständig verstehen, wenn man nicht nur die in § 103 besprochenen Rückstandserscheinungen, sondern auch die elektrolytische Natur der Leitung in Dielektricis und die damit stets verbundenen Polarisationserscheinungen (s. Kap. VIII) berücksichtigt.

Es ist deshalb unbedingt anzuraten, vor Ausführung der Versuche im Auditorium die Platten frisch zu lackieren, auch wenn die Vorversuche mit der alten Lackschicht noch gut gelungen sind.

Man kann die von der Lackschicht herrührende Unsicherheit völlig vermeiden, wenn man eine andere, ebenfalls von Volta herrührende Anordnung benutzt, darin bestehend, daß eine der Platten mit drei Schräubchen mit isolierenden Spitzen versehen ist, auf denen die andere Platte aufruht. Man reguliert dann die Schräubchen so, daß die Luftschicht zwischen den Platten möglichst dünn wird (etwa ¹/₁₀ mm). Immerhin ist die Luftschicht beträchtlich dicker, als sie bei direkter Berührung der Platten sein würde, so daß man nur recht kleine Ausschläge erzielt, die aber den Vorteil völliger Gleichmäßigkeit haben. Benutzt man statt des gewöhnlichen Blättchenelektroskops ein Hankelsches (vgl. auch § 104), so sind die Ausschläge doch groß genug, um bequem beobachtet zu werden. Statt der Schräubchen können übrigens auch drei kleine Schellacktröpfchen dienen, die man vor dem Erstarren flach gedrückt hat.

Da bei dem *fünften* Versuche die Berührung von Kupfer und Zink nur an wenigen Punkten, nämlich da, wo der Kupferdraht die Zinkplatte berührte, stattfand, so schließen wir, daß es auf die Zahl der Berührungspunkte nicht ankommt.

Sechster Versuch. Derselbe ist dazu bestimmt, den Einwurf zu widerlegen, daß bei den bisherigen Versuchen die nicht ganz ausgeschlossene Reibung oder der Stoß der verschiedenen Metalle die Ursache der Elektrizitätsentwickelung sei. Man verfährt genau wie beim vierten Versuch, ersetzt aber den Kupferdraht durch einen gekrümmten Blechstreifen, welcher aus einem Stück Zinkblech und einem Stück Kupferblech zusammengelötet ist. Der Blechstreifen wird so angelegt, daß das Zinkende mit der Zinkplatte, das Kupferende mit der Kupferplatte in Berührung kommt. Man erhält ganz dieselbe Elektrisierung, wie beim vierten Versuche. Da nun diesmal die Berührung der verschiedenen Metalle an der Lötstelle stattfindet, also nicht mit Reibung verknüpft ist, und andererseits die schwache Reibung von Kupfer mit Kupfer, und Zink mit Zink keine Elektrizität erzeugen kann, so ist die Erklärung durch Reibung oder Stoß ausgeschlossen.

Wir haben bei diesem Versuch drei Kontaktstellen, die wir durch das leicht verständliche Schema:

$$K/K + K/Z + Z/Z$$

darstellen wollen. Eine EMK wirkt nur bei Berührung verschiedenartiger Metalle, also nur an der Kontaktstelle $K/Z$.

Wiederholen wir jetzt den Versuch, aber mit Vertauschung der Enden des Blechstreifens, so erhalten wir genau denselben Ausschlag. Das Schema der Kontakte ist jetzt offenbar:

$$K/Z + Z/K + K/Z.$$

Wir haben also drei elektromotorische Kräfte gleicher Größe, von denen aber zwei in der einen, und eine in der entgegengesetzten Richtung wirken, so daß nur die Differenz, d. h. die einfache EMK des Kontaktes $K/Z$, übrig bleibt.

Man sieht leicht ein, daß der Effekt auch dann derselbe bleiben muß, wenn man beliebig viele $Z$- und $K$-Streifen in irgendwelcher Reihenfolge aneinanderreiht. Der Effekt ist immer derselbe, wie wenn sich die letzten beiden Stücke, also die Platten selbst, unmittelbar berührten.

*Es ist deshalb nicht möglich, unter Verwendung von bloß zwei Metallen durch irgendwelche Aneinanderreihung den Effekt zu vervielfachen.*

**§ 106. Die Spannungsreihe; Gesetz von Volta.** Wir setzen zwei gleichartige lackierte Platten, etwa zwei Kupferplatten, aufeinander und benutzen zur Verbindung, wie beim sechsten Versuch in § 105, einen aus zwei anderen Metallen, z. B. Zink und Silber, zusammengesetzten Streifen. Je nach der Richtung des Streifens haben wir jetzt das Schema:

$$K/S + S/Z + Z/K \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I)$$

oder:

$$K/Z + Z/S + S/K \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (II)$$

Es sind also alle drei Kontaktstellen voneinander verschieden, und dasselbe müssen wir auch von den Beträgen der an ihnen wirksamen EMK erwarten. Der Gesamteffekt, der an den Platten zur Wirksamkeit kommt, ist also gleich der algebraischen Summe der drei einzelnen elektromotorischen Kräfte; diese Summe ist im Falle (II) offenbar gleich und entgegengesetzt derjenigen im Falle (I); denn in (II) ist die Reihenfolge der Metalle gerade umgekehrt wie in (I).

Bei Ausführung des Versuches findet man, daß der Effekt in beiden Fällen gleich Null ist; dasselbe Resultat erhält man, wie schon Volta gezeigt hat, bei allen beliebigen Metallkombinationen, wenn die beiden Endplatten aus gleichem Metall bestehen. Bezeichnen wir also mit $A$, $B$ und $C$ drei beliebige verschiedene Metalle, mit $A/B$, $B/C$ und $C/A$ die Werte ihrer EMK, so erhalten wir das wichtige Gesetz:

$$\underline{A/B + B/C + C/A = 0} \quad \text{oder} \quad \underline{A/B + B/C = -C/A = A/C} \quad (7)$$

Dasselbe Resultat erhalten wir auch, wenn wir beliebig viele verschiedene Metalle kombinieren, d. h. es ist:

$$\underline{A/B + B/C + C/D + \cdots + Y/Z = A/Z} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Denn nach Gl. (7) ist $A/B + B/C = A/C$, ebenso

$$A/C + C/D = A/D, \quad A/D + D/E = A/E \text{ usw.}$$

In Worten:

A. Es ist gleichgültig, ob wir zwei Metalle direkt oder unter Zwischenschaltung beliebig vieler anderer Metalle verbinden.

Durch Satz A. und die Gleichungen (7) und (8) wird das sogenannte „Voltasche Spannungsgesetz" dargestellt, das für alle Leiter erster Klasse gilt. Durch Messung der EMK möglichst vieler Leiterpaare erster Klasse gelang es Volta, eine „Spannungsreihe" aufzustellen, in der die Leiter so aufeinander folgen, daß jeder folgende negativ bei Berührung mit dem vorhergehenden wird. Die folgende Tabelle enthält außer der Voltaschen Reihe auch noch die einiger späterer Autoren.

| Volta | Seebeck | Pfaff | Péclet |
|---|---|---|---|
| + | + | + | + |
| Zink | Zink | Zink | Zink |
| Blei | Blei (poliert) | Cadmium | Blei |
| Zinn | Zinn | Zinn | Zinn |
| Eisen | Blei (rauh) | Blei | Wismut |
| Kupfer | Antimon | Wolfram | Antimon |
| Silber | Wismut | Eisen | Eisen |
| Gold | Eisen | Wismut | Kupfer |
| Kohle | Kupfer | Antimon | Gold |
| Graphit | Platin | Kupfer | |
| Braunstein | Silber | Silber | |
| − | | Gold | |
| | | Tellur | |
| | | Platin | |
| | | Palladium | |

Wie man sieht, stimmen diese Reihen nicht ganz überein, was durch Beobachtungsfehler oder auch durch Unreinheit der Metalle oder deren Oberfläche (Oxydation) verursacht sein mag[1]. Legen wir Voltas Reihe zugrunde, so folgt aus derselben beispielsweise, daß Zink mit allen übrigen aufgeführten Körpern positiv, Braunstein mit allen übrigen negativ elektrisch wird, daß Kupfer mit Zink bis Eisen negativ, mit Silber bis Braunstein dagegen positiv elektrisch wird.

Messungen über die Größe der EMK bei Berührung verschiedener Metalle sind vielfach ausgeführt worden, die Resultate haben wegen des großen Einflusses von Unreinheiten der Metalle und ihrer Oberfläche nur beschränkten Wert. Folgende Tabelle enthält die von Ayrton und Perry[2] an einigen käuflichen Metallen und an Kohle gefundenen Werte in Volt als Einheit:

[1] Eine Zusammenstellung neuerer Messungen findet man in Wiedemann, Elektrizität, Bd. I.

[2] Phil. Transact. 1880, p. 1 und Beiblätter 4, [illegible], ferner auch Bouty, Wied. Ann. 9, 562, 577, 1880.

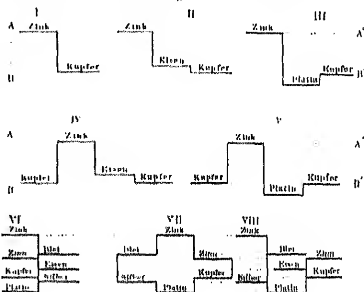
| Metalle | Werte |
|---|---|
| Zink | |
| | 0,21 |
| Blei | |
| | 0,08 |
| Zinn | |
| | 0,31 |
| Eisen | |
| | 0,15 |
| Kupfer | |
| | 0,24 |
| Platin | |
| | 0,11 |
| Kohle | |

...ach dem Spannungsgesetz muß die EMK zwischen zwei beliebigen ...en gleich der Summe der Werte aller zwischenliegenden Metalle sein, ... Zink, Kupfer = 0,21 + 0,08 + 0,31 + 0,15 = 0,75. Die Messungen ...igen dies durchaus, so daß man das Spannungsgesetz unter Bezugnahme ...s Spannungsreihe auch so ausdrücken kann:

...3. **Die elektromotorische Kraft zwischen zwei Leitern der ...n Ordnung ist gleich der Summe der elektromotorischen ...e aller dazwischenliegenden Kombinationen der Spannungs-...**

...ur näheren Erläuterung des *Spannungsgesetzes* und seiner Konsequenzen ...n wir uns einer graphischen Darstellungsweise bedienen. Wir stellen ...h die Potentialhöhen der sich berührenden Leiter durch die Vertikal-

Fig. 280.

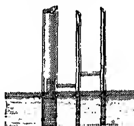



...de von horizontalen Linienstücken dar, deren jedes einem der Leiter ...icht. Die Potentialdifferenz zwischen zwei beliebigen dieser Leiter ist ...durch die Höhendifferenz der Linienstücke gegeben. Der Ordinaten-...ab ist dabei ein willkürlich gewählter.

...ie Schemata der Fig. 280 sind in dieser Weise gezeichnet. Das ...a I z. B. stellt die Kombination Zink-Kupfer vor, die Höhendifferenz ...deutet die Potentialdifferenz zwischen diesen beiden Metallen. Schema II

zeigt die Kombination Zink-Eisen-Kupfer, Schema III die Kombination Zink-Platin-Kupfer. Solange dieselben Metalle Zink und Kupfer an den Enden stehen, kann die Potentialdifferenz nie eine andere werden, als der Niveaudifferenz $AB$ entspricht, wenn auch die Zwischenglieder beliebig ausgewählt werden. In den Schematen IV und V bildet Kupfer beide Enden; die Potentialdifferenz an denselben kann daher nur gleich Null sein. Das Schema VI versinnlicht den Fall, wo sieben Metalle sämtlich in gegenseitiger Berührung sind, das Schema VII den Fall einer in sich geschlossenen Kette von sechs Metallen, das Schema VIII eine verästelte Anordnung, wobei zwei Gruppen von je drei Metallen zunächst direkt unter sich und durch Platin indirekt miteinander in Verbindung stehen. Man übersieht sofort, wenn man ein in sämtlichen Kombinationen enthaltenes Metall, z. B. das Kupfer, stets auf dasselbe Potential bringt, indem man es etwa stets durch ein und denselben Kupferdraht mit der Erde verbindet, daß dann auch jedes andere Metall in jeder Kombination dieselbe Potentialhöhe erhält.

Fig. 287.



Daraus folgt weiter, daß, wenn man irgend wo zwischen zwei Metallen einer solchen Kette oder Gruppe eine metallische direkte oder indirekte Verbindung herstellt, an der Verbindungsstelle schon vor der Berührung dieselbe Potentialdifferenz herrschen muß, die daselbst durch die Berührung entstehen würde. Man sieht daher auch ein, daß durch keine Kombination von Metallen ein dauernder elektrischer Strom zu erhalten ist[1]).

Wir wollen zum Schlusse noch auf ein Analogon hinweisen. Senkt man in eine Flüssigkeit mehrere Kapillarröhrchen von verschiedener Weite, Fig. 287, so steigt in ihnen die Flüssigkeit zu verschiedener Höhe. Wenn nun jemand versuchen wollte, durch Querverbindung solcher Röhrchen einen dauernden Strom der Flüssigkeit vom höheren zum niederen Niveau zustande zu bringen, so würde er sofort bemerken, daß ein solches Perpetuum mobile nicht gelingen will. Dieselbe Kraft, welche die Flüssigkeit im engeren Rohre in größere Höhe treibt, wirkt auch dem Abfließen vom engeren ins weitere Rohr entgegen. Dabei ist es gleichgültig, ob das Verbindungsrohr den Querschnitt des engeren oder weiteren Rohres oder irgend einen anderen Querschnitt hat.

**§ 107. Verhalten der Leiter zweiter Klasse; Voltasche Säule.** Wir haben bereits im § 104 gezeigt, daß in einem geschlossenen Kreise, der teils aus Leitern erster, teils aus solchen zweiter Klasse besteht, dauernde physiologische Wirkungen (*Erregung der Bewegungs- oder der Empfindungsnerven*) eintreten, und daß man daraus mit Volta den Schluß ziehen kann, es finde ein dauernder elektrischer Strom in einer Richtung statt.

Dies ist aber nur möglich, *wenn die an den verschiedenen Berührungspunkten erregten elektromotorischen Kräfte sich nicht aufheben*, mit anderen Worten:

[1]) Wir werden später sehen, daß dieser Satz — und damit auch das Spannungsgesetz — ungültig wird, wenn die Metalle ungleiche Temperaturen haben.

. **Für Leiter zweiter Klasse gilt das Voltasche Span-
ngsgesetz nicht.**

Man kann diese Tatsache geradezu als Unterscheidungsmerkmal bei der
tion benutzen, und einfach festsetzen:

. **Leiter erster Klasse sind solche, für die das Spannungs-
z gilt, Leiter zweiter Klasse sind solche, für die es
gilt.**

Venn man nun dazu übergeht, die EMK zwischen Leitern erster und
r Klasse, also etwa zwischen Metallen und wässerigen Lösungen, zu
men, *so stößt man auf eigentümliche Schwierigkeiten* und gelangt zu
paradoxen Resultaten, die die Quelle jahrzehntelanger Irrtümer und
gkeiten gewesen sind; die Erklärung der scheinbaren Widersprüche,
en wir gelangen werden, *liegt in der Tat so versteckt*, daß man bei
ngener Wiederholung der Voltaschen Versuche über die EMK bei
rührung von Metallen und wässerigen Lösungen zunächst in der Tat
selben Resultat *gelangen muß* wie Volta, daß nämlich **die EMK
der Berührung von Metallen und Flüssigkeiten ganz
hwindend klein gegen diejenige bei der Berührung
r Metalle sei.**

Weiter unten (§ 112) werden wir dann allerdings zeigen, daß es sich in
chkeit **gerade umgekehrt** verhält, daß also die Kontaktwirkung
Metalle *ganz geringfügig* und elektroskopisch gar nicht nachweisbar
hrend *diejenige* zwischen Metall und Flüssigkeit überwiegt.

Zunächst jedoch wollen wir den Voltaschen Gedankengang weiter ver-

*rster Versuch.* Eine Lederscheibe werde mit Wasser oder einer
nten Lösung von irgend einem Salz, einer Säure oder einem Alkali
euchtet, doch so, daß ihre Oberfläche sich nur ganz schwach feucht an-
nd keinesfalls sich Tropfen herauspressen lassen. Dann nehmen wir
er zu den früheren Versuchen benutzten unlackierten Metallplatten,
n sie auf die Lederscheibe und prüfen sie nach dem Abheben am Elektro-
Wir erhalten bei bloß einmaligem Abheben wahrscheinlich überhaupt
und auch nach mehrmaliger Wiederholung nur eine sehr schwache
ng, die im Vergleich mit der beim Kontakt zweier Metalle entstehenden
in Betracht kommt. Das Vorzeichen der Ladung ist unregelmäßig,
eist negativ. Am merklichsten ist der Effekt beim Zink.

olta schloß aus diesen Versuchen (und konnte gar nichts anderes
ent, **daß die Kontaktpotentiale bei der Berührung von Me-
und Flüssigkeiten äußerst klein seien.**

n demselben Resultat führt der folgende leichter ausführbare Versuch.

*weiter Versuch.* Wir stellen eine lackierte[1]) Kupferplatte auf eine
*te Zinkplatte* (Fig. 288) und *versehen jede Platte* mit je einem recht-
g gebogenen Streifen Kupferblech $k$ und $k'$, und je einem ähnlich gebogenen
Zinkblech $z$ und $z'$. Die Blechstreifen müssen blank geputzt sein.
Wir verbinden die mit ihren zugehörigen Platten gleichartigen Streifen
$z$ einen Augenblick durch ein drittes Stück Metall, heben dann die

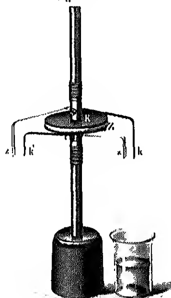
[1]) Besser ist es, statt der Lacke die S. 420 erwähnte Anordnung mit Isolie-
Schräubchen zu benutzen.

Kupferplatte ab und prüfen sie am Elektrometer; wir erhalten einen Ausschlag, von — Elektrizität herrührend.

Das Verfahren ist einfach eine Wiederholung des fünften Versuches in § 105.

b) Wir verbinden $k$ und $z$ durch Eintauchen in einen mit Wasser oder irgend einer Lösung gefüllten Glasbecher. Nach Entfernung des Bechers heben wir wieder die Kupferplatte ab und prüfen sie; sie ist entweder ganz ungeladen, oder im Vergleich zu dem Effekt bei metallischer Verbindung nur sehr schwach geladen.

Fig. 288.




Aus diesem Versuche können wir zunächst nur schließen, daß die EMK bei der Berührung von Zink und Flüssigkeit, sowie bei der Berührung von Kupfer und Flüssigkeit entweder beide fast gleich Null, oder beide fast genau gleich groß sind, so daß sie sich in ihrer Wirkung aufheben, oder endlich, daß die Leitfähigkeit der Lösung oder der Berührungsstellen zwischen Metall und Lösung zu gering sei, um die Scheidung genügend rasch erfolgen zu lassen. So unwahrscheinlich auch die letzte Annahme ist, so bedarf sie doch einer direkten Widerlegung durch den folgenden Versuch.

c) Wir wiederholen den vorigen Versuch an den Streifen $k'$ und $z'$, die so angebracht sind, daß $k'$ an der Zink- und $z'$ an der Kupferplatte sitzt. Wir erhalten einen kräftigen Ausschlag; ist das Elektrometer geeicht, so können wir feststellen, daß der Effekt doppelt so groß ist, als im Falle a.

Die Leitfähigkeit der Lösung ist also genügend groß.

Ebenso wie eine Lösung wirkt auch der menschliche Körper. Wir können also die Versuche b) und c) wiederholen, indem wir einfach die Streifen mit den Fingern berühren. Zur Erklärung der Versuche reicht es einstweilen jedenfalls aus, wenn wir den Kontakt zwischen Metall und Flüssigkeit als elektromotorisch unwirksam betrachten. Im Falle c) muß dann offenbar, wenn wir die EMK zwischen Zink und Kupfer mit $E$ bezeichnen, die Kupferplatte gegen den Zinkstreifen und somit auch gegen die Flüssigkeit auf einem um $-E$ niedrigeren Potential stehen, die Zinkplatte dagegen gegen den Kupferdraht und damit auch gegen die Flüssigkeit auf einem um $+E$ höheren Potential. Die ganze Potentialdifferenz der beiden Platten beträgt also $2E$, während sie im Falle a) nur $E$ betrug und im Falle b) gleich Null war.

Im Prinzip ganz dem Falle b) entsprechend ist ein Versuch von W. Thomson. Wurde der in Fig. 284 dargestellte Zink-Kupferring an der Lötstelle unterbrochen und die Verbindung durch einen Wassertropfen hergestellt, so erhielt die Nadel, wenn man sie + oder — lud, entweder gar keinen Ausschlag, oder der Ausschlag ging in beiden Fällen nach derselben Seite, rührte also offenbar bloß von geringen Asymmetrien in der Aufhängung her.

er letzte Versuch zeigt uns zugleich den Weg, wie man durch Mit-
ung der Leiter zweiter Klasse die elektromotorischen Kräfte beliebig
fältigen kann.

chichtet man nämlich, wie in Fig. 280 dargestellt, eine Säule aus
, Zink und angefeuchteten Tuchscheiben in der Reihenfolge:

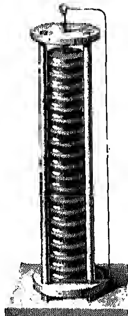
Kupfer Zink Wasser Kupfer Zink Wasser Kupfer usw.

müssen nach Voltas Ansicht, gemäß welcher die Flüssigkeit elektro-
sch wenig oder gar nicht wirksam, überall die beiden durch die Flüssig-

Fig. 280.



Fig. 281.



trennten Metallscheiben dasselbe Poten-
aben, während je zwei zusammen-
de Metallscheiben die Potentialdifferenz
weisen. Ist also etwa die unterste
e zur Erde abgeleitet, so ist die
ialverteilung in der Säule die auf
inken Seite der Figur angegebene.
07 auf S. 319 stellt diese Verteilung
sch dar.[1])

Der in seiner von Volta angegebenen
nglichen Ausführungsform in Fig. 281
tellte Apparat wird eine Voltasche
 und ihre Endstücke werden ihre Pole
nt.

Die einzelne Kombination aus Kupfer, Zink und Flüssigkeit heißt ein
sches Element.

Die Voltasche Säule wurde in bezug auf ihre äußere Form und auf
ahl der Metalle und der Flüssigkeit mannigfach abgeändert. In ihrer
nglichen Form sind die Metall- und Tuchscheiben zwischen drei Glas-
en aufgeschichtet. Es ist vorteilhaft, die Kupfer- und Zinkscheiben
menzulöten. Wegen des Voltaschen Spannungsgesetzes kann das
tall keinen Einfluß haben. Da das Herabfließen der Flüssigkeit an den
 der Säule störend ist, so empfiehlt es sich, die Kupferplatten mit
 aufstehenden Rande zu versehen. Später hat man die Form der
 ganz verlassen, trotzdem aber ihren Namen bisweilen auch für solche
nungen beibehalten, welche eine ganz abweichende äußere Form
n.

Dritter Versuch. An einer Voltaschen Säule von etwa 100 Platten-
 können wir leicht die Spannungsverhältnisse prüfen, indem wir das

[1]) Wir betonen nochmals, daß es sich nur um eine provisorische, später zu
rrigierende Auffassung handelt.

untere Ende mit dem Gehäuse eines Elektrometers verbinden, und das freie Ende eines mit den Blättchen verbundenen biegsamen Drahtes mittels isolierenden Handgriffs langsam von unten nach oben an der Säule entlang führen (*Fig.* 291); *wir* beobachten dabei ein allmähliches Auseinandergehen der Blättchen.

Ist die Plattenzahl der Säule für eine derartige direkte Messung nicht groß, oder das Elektrometer nicht empfindlich genug, so verbinde man das Elektrometer noch mit einem Voltaschen Kondensator *A B* (Fig. 292). Vor

Fig. 291.

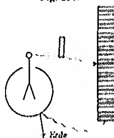
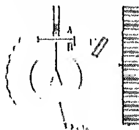



Fig. 292.




dem Aufheben der Platte *A* trenne man die Verbindung zwischen *B* und dem zur Säule führenden Draht mittels der isolierenden Handhabe *C*.

Die Spannung der aus *n* Plattenpaaren bestehenden Säule steigt von 0 am unteren Ende bis zu $n \,.\, E$ am oberen Ende. Verlegen wir die Erdleitung an das obere Ende, so erhält dieses die Spannung 0, während das untere Ende $-n \,.\, E$ erhält. Leiten wir die Mitte ab, so erhalten wir $+n \,.\, E/2$ am oberen und $-n \,.\, E/2$ am unteren Ende. Die Differenz beider Enden bleibt immer dieselbe, nämlich $n \,.\, E$.

Es ist bei diesen Versuchen *ganz gleichgültig*, ob wir den beweglichen Draht an einem isolierenden Griff oder direkt mit der Hand halten; bloß ist bei dem indirekten Versuch mit dem Voltaschen Kondensator darauf zu achten, daß zuerst die Verbindung zwischen *B* und dem Drahte, dann erst die zwischen Draht und Säule unterbrochen wird. Daraus folgt, daß die Elektrizitätslieferung seitens der Säule schnell genug erfolgen muß, um die Verluste, die durch das fortwährende Abfließen der Ladung durch die Hand in die Erde erfolgen, auszugleichen.

Noch auffälliger erscheint es, wenn das Elektrometer fest mit den Polen der Säule verbunden wird, daß man mit den Händen gleichzeitig Blättchenträger und Gehäuse ableitend berühren kann, ohne daß dadurch die Spannung am Elektrometer merklich verringert wird.

Man darf zu diesem Versuche keine sehr vielplattige Säule nehmen — nicht mehr als 30 bis 50 Plattenpaare —, weil man sonst unangenehme Schläge erhält.

**Vierter Versuch.** Wir machen einen Vergleichsversuch mit einer möglichst kräftigen Influenzmaschine, deren beide Konduktoren mit Blättchen und Gehäuse verbunden sind, die wir, wie vorher, beide mit den Händen ableitend berühren. Es entsteht bei noch so kräftiger Wirkung der Maschine kaum ein Ausschlag[1]).

[1]) Erst die Hände anlegen, dann die Maschine von einem Gehilfen drehen lassen resp. ihre Konduktoren auseinanderziehen. Bei Beendigung des Versuches zuerst Maschine völlig entladen oder Verbindung zum Elektrometer trennen, dann erst Hände fortnehmen. Bei Nichtbeachtung dieser Vorschrift können leicht die Blättchen zerreißen.

In beiden Fällen fließt offenbar ein konstanter Strom durch den mensch-
n Körper; nimmt man an, was später bewiesen werden wird, daß das
schen Gesetz (vgl. § 100, Gl. 11) für den von der Säule gelieferten Strom $J$
n so gelte wie für den Strom $J'$ der Maschine, so folgt, wenn $W$ der
rstand des menschlichen Körpers, $\Phi$ und $\Phi'$ die in beiden Fällen
achteten Elektrometerpotentiale sind:

$$J = \Phi / W \quad \text{und} \quad J' = \Phi' / W$$

$$J : J' = \Phi : \Phi' \qquad (1)$$

Ist also, wie oben bemerkt, $\Phi'$ unmeßbar klein, so folgt, daß $J$ vielmals
r ist als $J'$, mit anderen Worten:

A. Die Fähigkeit einer Säule zur Elektrizitätslieferung über-
t selbst diejenige der stärksten Elektrisiermaschinen ganz
rordentlich.

Aus diesem Grunde ist es für die meisten Versuche mit der Voltaschen
und mit den später zu besprechenden Galvanischen Zellen völlig aus-
end, wenn man als Isolatoren einen der in § 54 als „Halbleiter" be-
neten Körper, z. B. Holz, benutzt.

Vergleichen wir dagegen die Spannungen, die eine Elektrisiermaschine
eine Säule zu erzeugen gestatten, so finden wir gerade das Umgekehrte:
t eine ganz kleine Maschine erzeugt schon Spannungen, die hinreichen,
aftstrecken von mehreren Zentimetern durch einen Funken zu über-
zen, während zur Erzeugung selbst eines Fünkchens von nur $^1/_{10}$ mm
e bereits eine Säule von fast 1000 Plattenpaaren nötig wäre.

Hierbei darf man natürlich nicht verwechseln zwischen einem Funken, der bereits vor völliger Berührung bei einer gewissen Entfernung frei überspringt, und dem „Lichtbogen", den man erhält, wenn man zwei mit den Polen der Säule verbundene Drähte zuerst zur Berührung bringt und dann etwas auseinanderzieht (s. w. u. Kap. „Stromleitung in Gasen").

Zur ungefähren Schätzung der Spannung der Säule diene die Angabe,
jedes Kupfer-Zinkpaar eine EMK von etwa 0,7 bis 0,8 Volt hat.
Paare erzeugen also erst eine Spannung von etwa 300 Volt — 1 egs-
eit (vgl. S. 285).

Die erste klare Darlegung der soeben geschilderten Verhältnisse stammt
C. H. Pfaff[1].

Man kann sich die beschriebenen Unterschiede am besten durch ein
adynamisches Bild klarmachen:

Die Voltasche Säule können wir mit einer Pumpmaschine vergleichen,
o eingerichtet ist, daß sie eine sehr große Wassermenge fördert, aber nur
eine sehr kleine Höhe, von der das Wasser in breitem Bette ruhig seinem
rvoir wieder zufließt. Hierbei macht es wenig aus, ob die Wände des
ls oder der Steigröhren des Pumpwerks etwas undicht sind, da die etwa
irchsickernde Wassermenge gegen die Gesamtförderung gar nicht in
acht kommt.

Die Elektrisiermaschine dagegen entspricht einem Pumpwerk, das so
richtet ist, daß nur eine ganz winzige Wassermenge gehoben wird,

[1] Gilberts Ann. 10, 219, 1801.

aber auf eine ungeheure Höhe, von der das Wasser in einer sorgfältig gedichteten Rohrleitung wieder herabfließen kann. Hier wird der ganze Effekt durch die geringste Undichtigkeit sofort wesentlich vermindert, denn da die ganze Wassermenge sehr klein ist, so kommen die Verluste sehr in Betracht.

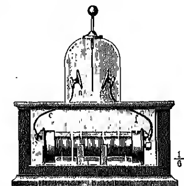
Im ersten Falle vermag der schwächste Damm den ganzen Strom aufzuhalten, ebenso wie ein Papierblatt zwischen den Drahtenden den Strom der Voltaschen Säule völlig unterbricht; im zweiten Falle ist der Wasserdruck imstande, eine zu dünne Stelle der Rohrwand oder eine zu schwache Absperrung zu sprengen, genau wie der Funken der Elektrisiermaschine zu dünne Isolierschichten durchbricht.

**§ 108. Die trockene Säule.** Ganz nach dem Prinzip der Voltaschen hat Behrens eine Säule konstruiert, in welcher der feuchte Leiter durch eine Papierscheibe ersetzt ist, und welche deshalb die trockene Säule genannt wird, obwohl sie stets etwas Feuchtigkeit enthalten muß, um wirksam zu sein. Häufig wird diese Säule auch nach Zamboni benannt, der sich mit ihr beschäftigt hat. Man konstruiert die trockenen Säulen am bequemsten aus unechtem Gold- und Silberpapier: Man klebt mit Kleister einen Bogen unechten Silberpapiers (Zinn) und einen Bogen unechten Goldpapiers (Kupfer) mit den Papierseiten zusammen. Mehrere solcher Blätter werden aufeinandergelegt und mittels eines stählernen Durchschlagers Scheibchen ausgeschlagen. Diese Scheibchen werden nun in eine wohl isolierende Glasröhre, an deren eines Ende bereits eine messingene Kapsel angekittet ist, so geschichtet, daß dasselbe Metall stets nach derselben Seite gekehrt ist. Nachdem die Röhre bis etwa 1 cm über den oberen Rand gefüllt ist, wird die obere Hülse so aufgesetzt und festgekittet, daß dabei die Scheibchen möglichst stark zusammengepreßt werden. Fig. 293 zeigt die fertige Säule.

Fig. 293.




Fig. 294.




Da man leicht Tausende von Scheiben auf verhältnismäßig kleinem Raum unterbringen kann, so lassen sich mit den Trockensäulen ziemlich hohe Spannungen erzielen; dagegen liefern sie wegen der sehr schlechten Leitfähigkeit des Papiers nur ganz minimale Ströme, schwächer als selbst die kleinsten Elektrisiermaschinen. Sie werden deshalb besonders da benutzt, wo es nur auf die Lieferung von ganz kleinen Ladungen oder auf Erzeugung und Erhaltung einer konstanten Spannung ankommt, also zum Laden eines

troskops oder der Nadel eines Quadrantenelektrometers oder der beiden en eines Hankelschen Elektrometers (vgl. § 99). Man kann im en Falle auch die Säule mit dem Elektrometer in einen einzigen Apparat ammenbauen; von den mannigfachen Ausführungsformen derartiger ulenelektrometer" sei hier nur die von Fechner herrührende und in 294 dargestellte Konstruktion erwähnt. Sie ist wegen ihrer großen pfindlichkeit namentlich für die Ausführung der Voltaschen Versuche bequem, zumal sie von selbst auch das Vorzeichen der Ladung angibt.

Die trockene Säule bedarf, um dauernd wirksam zu bleiben, vorzüglicher Isoung und vorsichtiger Behandlung. Namentlich hüte man sich vor „Kurzüssen", d. h. vor Verbindung ihrer Enden durch geringen Widerstand; man sie also niemals auf den Tisch, sondern auf einen Paraffinklotz, oder hänge am einen Ende am Faden auf. Ferner fasse man nie beide Pole gleichzeitig da schon der menschliche Körper als „Kurzschluß" wirkt.

In Fig. 295 ist eine von J. Elster und H. Geitel[1]) konstruierte trockene le im Querschnitt abgebildet. Sie besteht aus 30 Teilsäulen zu je

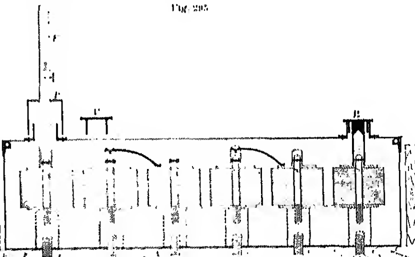


Fig. 295

0 Plattenpaaren (etwa 45 Volt Spannung), von denen in der Figur nur sechs htbar sind. Durch aufsteckbare Zuführungsstifte $P$ und $P_0$ können beige Teile der Säule abgeleitet oder mit dem zu ladenden Apparat verden werden.

Ferner haben Elster und Geitel eine bequem zu handhabende Säule etwa 1000 Plattenpaaren konstruiert[2]), die an beiden Enden durch rnstein isoliert in einer metallenen Schutzhülle steckt. Die Schutzhülle eine Reihe Löcher, durch die man eine Nadel in die Säule stecken kann, dadurch beliebige Teile mit der Erde verbinden und so die Spannung aus der Hülle herausragenden Enden regulieren zu können.

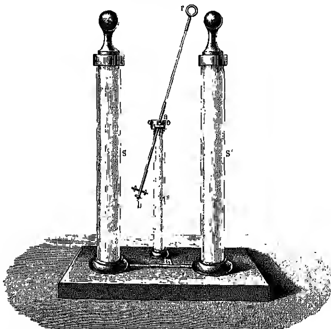
[1]) Fabrikanten: Günther und Tegetmeyer, Braunschweig.

[2]) Zeitschr. f. Instrumentenkunde 21, 199, 1901. Fabrikanten: Günther und getmeyer, Braunschweig.

Eine merkwürdige Anwendung der trockenen Säule bildet das sogenannte elektrische Perpetuum mobile, Fig. 296. Zwei Säulen, $S$ und $S'$, jede etwa von 2000 Paaren, werden mit entgegengesetzter Polrichtung nebeneinandergestellt; die beiden unteren Pole werden durch einen Metallstreifen $m$ leitend verbunden, während die anderen Pole isoliert bleiben. Das System ist also einer einzigen Säule von 4000 Paaren gleich, deren Mitte zur Erde abgeleitet ist.

Auf einem isolierenden Säulchen $s$ ist ein sehr leichtes aus Glas und Metall hergestelltes Pendel mittels einer Schneide auf einer Pfanne, ähnlich wie ein Wagebalken, jedoch in senkrechter Lage, aufgehängt; das obere Ende $r$ desselben trägt ein metallenes Ringelchen, das untere Ende $b$ eine Vor-

Fig. 296.




richtung, um die Lage des Schwerpunktes regulieren zu können. Man gibt dem letzteren eine Lage sehr nahe oberhalb des Aufhängepunktes, so daß das Pendel eben noch labil aufgehangt ist. Infolgedessen bleibt es nicht in der Mitte stehen, sondern senkt sich langsam gegen eine der beiden Kugeln, welche die Pole der Säule bilden, ladet sich daselbst mit deren Elektrizität, wird abgestoßen und nähert sich der anderen Kugel. Dort neutralisiert sich die übergeführte Elektrizität und es nimmt das Pendel entgegengesetzte auf. Infolgedessen tritt neuerdings Abstoßung ein und so fort. Im physikalischen Kabinett der Innsbrucker Universität befindet sich ein solches Pendel seit dem Jahre 1823 in ununterbrochener Bewegung. Die Oszillationsdauer wechselt innerhalb gewisser Grenzen mit dem Feuchtigkeitszustande der Atmosphäre. Ein wirkliches Perpetuum mobile ist das elektrische Pendel jedoch nicht, denn die aufgewendete Energie kann nur auf Kosten chemi-

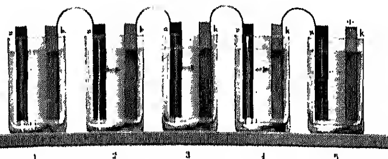
er Energie im Innern der Säule gewonnen werden (vgl. weiter unten 111), welche hierdurch, wenn auch erst nach sehr langer Zeit, schließ- erschöpft werden muß.

§ 108. **Verschiedene Formen der Voltaschen Kette.** Die § 107 sprochene anfängliche Form der Voltaschen Säule bietet mannigfache ßstände. Die unteren Scheiben sind nämlich durch das Gewicht der ren stark zusammengedrückt; die feuchten Scheiben werden dadurch aus- reßt, sie werden trocken, während die Flüssigkeit an der Seite der Säule unterrinnt, dadurch wird aber eine leitende Verbindung zwischen den zelnen Plattenpaaren hervorgebracht, welche den Totaleffekt schwächt. ßerdem ist das Auseinandernehmen behufs Erneuerung der Flüssigkeit r umständlich. Die Säulenform hat deshalb, abgesehen von der soeben sprochenen „trockenen" Säule, nur noch historische Bedeutung.

Die jetzt gebräuchlichen Anordnungen sind aus dem ebenfalls von lta angegebenen Becherapparat, von ihm „Corona di tazze" — Tassen- nz genannt, hervorgegangen.

Bei diesem Apparate befindet sich die Flüssigkeit in getrennten Gefäßen r Gläsern. Jedes Glas enthält eine Zink- und eine Kupferplatte, die sich

Fig. 297.




er nicht berühren, jede Zinkplatte ist durch direktes Zusammenlöten oder rch einen Kupferdraht oder Kupferstreifen oder endlich durch passende emmschrauben mit der Kupferplatte des vorhergehenden Glases verbunden, e dies durch das Schema Fig. 297 angedeutet ist.

Nach *Voltas* Ansicht wirkt an jeder Kontaktstelle $k$ $z$ eine *EMK*, die Elektrizität vom Kupfer zum Zink treibt, so daß in isoliertem Zu- nde das rechte Ende des Apparates +, das linke — elektrisch wird.

Verbindet man die äußersten Platten durch einen Draht, so geht der rom im Drahte von der letzten Kupferplatte rechts zur letzten Zinkplatte ks und in der Flüssigkeit überall vom Zink zum Kupfer.

Jeder einzelne Becher mit seiner Flüssigkeit und den beiden in dieselbe getauchten Metallplatten wird ein „galvanisches (richtiger wäre Volta- sches) Element" oder eine galvanische „Zelle" genannt. Eine Zusammen- llung mehrerer derartiger Elemente heißt eine „galvanische Batterie" er „galvanische Kette".

Die Flüssigkeit bezeichnet man auch als „Elektrolyt", wegen der iter unten zu besprechenden Erscheinung der „Elektrolyse" oder

chemischen Änderung durch den Strom. Die beiden Leiter erster Klasse heiß[en] auch „Elektroden“; diejenige Elektrode, durch die der Strom in die Flüssi[g]keit eintritt, heißt „Anode“, diejenige, durch die er austritt, die Kathode.

Die zuletzt genannten Bezeichnungen stammen von Faraday. Sie sind d[em] Griechischen entnommen, nämlich: lyein (λύειν) lösen, auflösen, ana (ἀνά) hinauf; kata (κατά) hinab; hodos (ὁδός) Weg.

Bei den letzten beiden Bezeichnungen schwebte Faraday offenbar d[as] Bild eines Herabfließens der Elektrizität von einem höheren zu einem tiefer[en] Niveau vor.

Man hat die Form der galvanischen Elemente mannigfach abgeändert; bei aller Verschiedenheit der Form bestehen sie ausnahmslos aus zwei ve[r]schiedenen Leitern erster Klasse, die entweder in eine Flüssigkeit, oder i[n] zwei übereinander geschichtete oder durch eine poröse Tonzelle getrennt[e] verschiedene Flüssigkeiten eintauchen. Elemente mit zwei gleichen Leiter[n] erster Klasse, die in verschiedene Flüssigkeiten eintauchen, kommen nur b[ei] ganz speziellen wissenschaftlichen Untersuchungen vor.

Von den beiden Leitern erster Klasse ist der eine meist eine amalga[-]mierte Zinkplatte; der andere besteht aus Kupfer, Platin oder Retortenkohl[e] bzw. einem Gemisch aus solcher und Braunstein. Auf die Bedeutung de[r] verschiedenen Anordnungen kann erst eingegangen werden, wenn wir di[e] Vorgänge in der Zelle etwas näher studiert haben.

§ 110. **Entstehung des elektrischen Stromes; Wirkungen im Schließungskreise. Erster Versuch.** In ein kleines Glaskölbchen vo[n] etwa 50 ccm Inhalt gießen wir verdünnte Schwefelsäure und stellen einen Kupfer- und einen Zinkstreifen, die mit je einem angelöteten Stück Kupfer[-]draht versehen sind, so hinein, daß sie sich nicht berühren (Fig. 218). Die Säure muß einige Zeit vorher verdünnt worden sein, damit die bei der Verdünnung entstandene starke Erwärmung wieder verschwunden ist. Das Zink ist vorher amalgamiert worden, indem man es zunächst einige Sekunden in verdünnte Schwefelsäure tauchte und dann einige Tropfen Quecksilber mit einem Lappen darauf verrieb. Das amalgamierte Zink wird von der Schwefel[-]säure nicht aufgelöst, und eine Wasserstoffentwickelung findet nicht statt.

Wir tauchen ferner noch ein Thermometer in die Flüssigkeit und über[-]zeugen uns zunächst, daß, solange keine leitende Verbindung zwischen den Platten vorhanden, anscheinend nichts in dem Apparate vorgeht.

Wenn wir nunmehr die beiden Metalle außen durch irgend ein Metall[-]stück $M$, einen Draht oder einen Blechstreifen, eine Messerklinge usw. leitend verbinden[1], so bemerken wir folgendes:

1. An dem Kupferblech tritt eine lebhafte Gasentwickelung auf.

2. Von dem Zinkblech senken sich im durchfallenden Licht deutlich sichtbare Schlieren einer offenbar spezifisch schwereren Flüssigkeit hernieder.

3. Wenn der Versuch längere Zeit andauert, so steigt das Thermometer allmählich um mehrere Grade.

4. Das Zink ist nach längerer Versuchsdauer, soweit es in die Säure eintaucht, deutlich angegriffen; seine Oberfläche ist rauh und es ist dünner geworden.

[1] Die Berührungsstellen müssen blank geschmirgelt sein, der verbindende Leiter werde ein wenig angedrückt.

Dampft man einige Cubikcentimeter der Flüssigkeit nach längerer ersuchsdauer ein, so erhält man Kristalle, die sich bei chemischer Untersuchung als Zinksulfat ergeben. Die oben erwähnten Schlieren rührten also ffenbar von sich bildendem Zinksulfat her.

Um das entstehende Gas zu untersuchen, ändern wir die Anordnung b, wie in Fig. 209 angedeutet; die beiden miteinander verlöteten Blech-

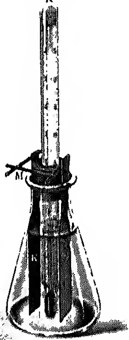



Fig. 208.

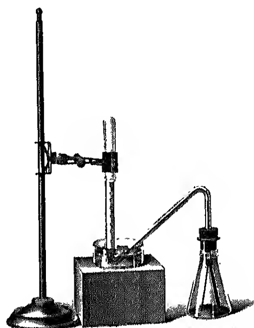


Fig. 209.

streifen sind innerhalb des mit einem durchbohrten Gummistopfen verschlossenen Kölbchens an einem kupfernen Haken aufgehängt. Mittels einer S-förmig gebogenen engen Glasröhre wird das Gas in einem Reagenzglase aufgefangen. Das Gas läßt sich durch ein brennendes Streichholz entzünden, es ist, wie nähere Untersuchung zeigt, Wasserstoff.

Da die genannten Erscheinungen nur auftreten, wenn die Metallstreifen leitend verbunden sind, so müssen wir sie als Folge des bei dieser Verbindung entstehenden elektrischen Stromes auffassen, und können deshalb geradezu irgend eine der beobachteten Wirkungen, z. B. die Menge des pro Zeiteinheit entwickelten Wasserstoffs oder des aufgelösten Zinks, als ein neues Maß für die Stärke des Stromes betrachten. Wir können diese Ansicht noch dadurch erhärten, daß wir bei der ersten Anordnung zur Verbindung der beiden Streifen successive immer größere Widerstände nehmen. Wenn wir z. B. statt eines kurzen Metallstreifens einen sehr dünnen langen Platin- oder Eisendraht nehmen, so finden wir die Gasentwickelung merklich schwächer als vorher; ein Kupferdraht von gleichen Dimensionen hat dagegen keinen gleich merklichen Einfluß.

Da nun bereits in § 102 gezeigt, daß ein Kupferdraht für die Entladungen einer Leidener Flasche ein bedeutend größeres Leitvermögen hat als ein Platin- oder Eisendraht, so können wir füglich schließen, daß dasselbe auch für den galvanisch erzeugten Strom gilt, daß also die hier beobachteten Verschiedenheiten dem verschiedenen Widerstand der Drähte zuzuschreiben sind.

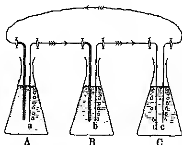
Als Wirkungen des ein galvanisches Element durchfließenden Stromes haben wir soeben kennen gelernt:

1. Chemische Änderungen („Elektrolyse"), 2. Erwärmung.

Wir wollen nachweisen, daß beide Wirkungen auch außerhalb des galvanischen Elementes auftreten.

Zweiter Versuch. Wir stellen uns zwei kleine Elemente *A* und *B* von der oben beschriebenen Form her, ersetzen aber das Kupfer durch je einen Platindraht *a* und *b* von etwa 0,5 mm Dicke und verbinden die Elemente durch passende Klemmschrauben (s. Fig. 321 auf S. 359) und zwei Kupferdrähte so, wie in Fig. 300 schematisch angedeutet, mit zwei Platindrähten *c* und *d*, die in ein drittes Gefäß, das ebenfalls verdünnte Schwefelsäure enthält, eintauchen. Sowie die Verbindung hergestellt ist, beobachten wir an allen vier Platindrähten eine Gasentwickelung, und zwar von gleicher Stärke an *a*, *b* und *c*, während an *d* etwa nur halb soviel Gas entwickelt wird. Wir werden später sehen, daß das in geringerer Menge sich entwickelnde Gas Sauerstoff, das andere dagegen Wasserstoff ist, daß also aus der Säure durch den Strom die beiden gasförmigen Bestandteile des Wassers ausgeschieden worden sind. Die Pfeile geben die Stromrichtung an.

Fig. 300.




Vertauscht man die Zuführungen zu *c* und *d*, so daß jetzt der Strom bei *c* ein- und bei *d* austritt, so findet die Sauerstoffentwickelung bei *c*, die Wasserstoffentwickelung bei *d* statt. Eine derartige „Zersetzungszelle" gestattet also, ohne weiteres die Richtung des Stromes zu erkennen. An der Eintrittsstelle (Anode) entwickelt sich Sauerstoff, an der Austrittsstelle (Kathode) Wasserstoff.

Die elektrolytische Zersetzung der verdünnten Säure und noch einige andere chemische Wirkungen des Stromes wurden von Nicholson und Carlisle[1]) entdeckt. Der genaue Nachweis, daß die entwickelten Gase tatsächlich dem Wasser entstammten, daß also das Gewicht des Wassers um soviel abnahm, als das Gewicht der entwickelten Gase betrug, wurde zuerst von P. L. Simon[2]) geführt.

Ersetzen wir die Platinanode durch eine solche aus unedlem Metall, z. B. aus Kupfer, so tritt kein freier Sauerstoff auf, sondern die Oberfläche der Anode wird oxydiert. Ist das Oxyd in dem Elektrolyten löslich, so muß offenbar eine Auflösung der Anode erfolgen, indem sich ein Salz des Metalles

[1]) Gilberts Ann. 6, 340, 1800.
[2]) Gilberts Ann. 10, 282, 1802.

lat. Dies ist aber gerade der Vorgang, den wir vorher an dem Zink eres galvanischen Elementes beobachteten.

Die Besprechung der Einzelheiten der elektrolytischen Vorgänge, die weilen recht kompliziert sind, für ein besonderes Kapitel reservierend Kap. „Stromleitung in Elektrolyten"), wollen wir hier nur das folgende htige Resultat aussprechen, das sich namentlich aus den umfangreichen ersuchungen Faradays[1] ergibt:

Alle Leiter zweiter Klasse werden durch den Strom chemisch ändert, so daß wir geradezu definieren können:

A. Leiter zweiter Klasse sind „Elektrolyte".

Dritter Versuch. Um die Wärmeentwickelung außerhalb des Ele- ntes bequem zu zeigen, müssen wir ein Element mit beträchtlich größeren tten anwenden, wie es z. B. in Fig. 802 dargestellt ist. Ein Kupferblech *k*

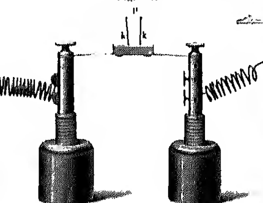


Fig. 801.

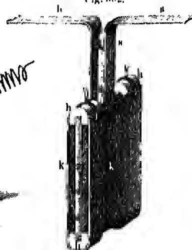


Fig. 802.

um ein Zinkblech *z* von etwa 200 qcm Fläche herumgebogen und von diesem ch passend geformte Holzstücke *h* getrennt. Wir setzen auf die an- löteten Endstreifen *u* und *k* passende Klemmschrauben (Fig. 824 a. S. 859) verbinden sie durch biegsame Kupferdrähte mit den Holtzschen Fuß- mmen der in Fig. 801 dargestellten Anordnung: Ein etwa 1 cm langer 1 mm breiter Streifen feinster Platinfolie ist an zwei Kupferdrähte *k* elötet, die durch ein Holzstückchen hindurchgeführt und an zwei Holtz- en Klemmen befestigt sind. Tauchen wir jetzt die beiden Platten des beschriebenen Elementes in ein Gefäß mit einer Mischung aus etwa Gewtln. Wasser, 20 Tln. Schwefelsäure und 12 Tln. doppeltchromsaurem , so beginnt der Draht zu glühen; das Glühen ist schwach, wenn die ten die Säure nur berühren, und wird stärker, wenn wir tiefer eintauchen, bar weil hierdurch der Widerstand in der Flüssigkeit der Zelle ver- dert wird.

Auch diese Wärmewirkung gibt uns natürlich ein Maß für die Stärke Stromes, benutzen wir ein längeres Platinstück oder ersetzen wir einen

[1] Experimental-Untersuchungen, XVI. und XVII. Reihe.

der verbindenden Kupferdrähte durch zunehmend längere oder dünnere Eisen- oder Neusilberdrähte, so wird das Glühen immer schwächer und schließlich unmerklich. Der Strom wird also sowohl durch Vermehrung des Widerstandes in der Außenleitung, des „äußeren Widerstandes“, als auch durch Vermehrung des Widerstandes im Elemente, des sogenannten „inneren Widerstandes“[1]) geschwächt.

§ 111. **Anwendung des Energiegesetzes; Unhaltbarkeit der Voltaschen Kontakttheorie.** Wir können das geschlossene galvanische Element als eine „Energiequelle“ betrachten, da es uns ja Energie in Form von Wärme und chemischer Energie, letztere in Gestalt des brennbaren Wasserstoffs, zu liefern vermag. Als Volta seine Kontakttheorie aufstellte, war das Gesetz von der Erhaltung der Energie noch unbekannt; es erschien Volta deshalb zwar seltsam, aber durchaus nicht unmöglich, daß durch den bloßen Kontakt zweier Metalle Energie in beliebigen Mengen entwickelt werden könne:

„*Dieses endlose Kreisen der elektrischen Flüssigkeit (dieses Perpetuum mobile) kann paradox, ja unerklärlich erscheinen, es ist aber nichtsdestoweniger wahr und wirklich, man faßt es sozusagen mit der Hand*“[2]).

Wir können jetzt bei Berücksichtigung des Energiegesetzes nicht mehr wie zu Voltas Zeiten die chemischen Umsetzungen im Elemente als eine unabhängige Nebenerscheinung betrachten, die mit der Erzeugung des Stromes nichts zu tun hat, sondern müssen sie geradezu als die Quelle der vom Elemente gelieferten Energie betrachten.

Die Menge der im Elemente pro Sekunde stattfindenden chemischen Umsetzung und somit auch die verfügbare chemische Energie $U$ ist, wie später noch genauer zu zeigen ist, dem hindurchgehenden Strome $J$ proportional, also:

$$U = k \cdot J \qquad (1)$$

Die geleistete elektrische Arbeit ist gleich $E \cdot J$; sind keine anderen Energiequellen für die elektrische Arbeit vorhanden[3]), so ist demnach:

$$\underline{\underline{E = k}} \qquad (2)$$

wo die Konstante $k$ die Energie derjenigen chemischen Umsetzung ist, die von der Stromeinheit in einer Sekunde verursacht wird.

Diese Energiemenge läßt sich leicht bestimmen. Besteht z. B., wie bei dem oben betrachteten Zink-Kupferelement, der chemische Prozeß in der Bildung von Zinksulfat und Wasserstoff, so ist die Energie, die bei der Bildung einer bestimmten Menge dieser Stoffe frei wird, offenbar dieselbe, wie die, welche wir bei der direkten Auflösung von Zink in Schwefelsäure

[1]) Die Bedeutung des inneren Widerstandes wurde schon von Volta richtig erkannt (vgl. oben S. 319); eine Bestätigung von Voltas Anschauung erfolgte durch van Marum (Gilberts Ann. 10, 145, 1802).

[2]) Volta, Ostwalds Klass. Nr. 118, S. 91.

[3]) Es wird später (Kap. VII) gezeigt werden, daß unter Umständen das Element einen gewissen Bruchteil seiner Energie auch direkt dem Wärmevorrat seiner Umgebung entnehmen kann.

llen; auch hier sind die Produkte Zinksulfat und Wasserstoff, aber die erdende Energie erhalten wir nicht in Form *elektrischer Energie*, son- von Wärme. Man bezeichnet die Wärmemenge, die bei einem chemi- Prozeß frei wird, als seine „Wärmetönung". Gleichung (2) be- nlen:

A. **Die EMK eines galvanischen Elementes ist gleich der rmetönung des von der Stromeinheit pro Sekunde er- gten chemischen Vorganges.**

Dieser von H. v. Helmholtz im Jahre 1847 und von W. Thomson hre 1851 aufgestellte Satz bedarf zwar wegen des in der Anmerkung (3) S. 344 Gesagten einer gewissen Modifikation (siehe Kapitel VII), er jedoch auf jeden Fall, daß zwischen der EMK des Elementes und in ihm stattfindenden chemischen Vorgängen eine enge Beziehung eht.

Wollte man nun bei der Voltaschen Anschauung stehen bleiben, daß EMK ihren Sitz fast allein an der Kontaktstelle der Metalle habe, so obige Beziehung gänzlich unverständlich; es erscheint viel nahe- nder, wenn man den Sitz der EMK auch dahin verlegt, wo die Energie- n des elektrischen Stromes liegt, also an die Berührungsstellen chen Metall und Elektrolyt.

Dieser Anschauung widersprechen scheinbar die in § 105 bis 107 be- ebenen Versuche. Wir werden im folgenden Paragraphen zeigen, daß sich Widerspruch lösen läßt, und daß man die Kontakttheorie der galvanischen durch eine „chemische Theorie" ersetzen muß.

**§ 112. Chemische Theorie der Voltaschen Versuche.** In Fig. 303 die beiden Platten des Voltaschen Fundamentalversuches schematisch estellt. Die Platten seien durch einen ferdraht *ABCD* verbunden; dessen Enden d *D* sind dann stets auf gleichem Potential. Abstand der Platten ist der Deutlich- halber übertrieben groß gezeichnet. Das ltat des ersten Versuches in § 105 ist, n man sich nur an das direkt Beob- tete hält[1]), dies:

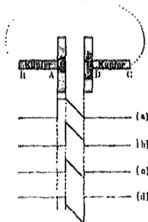


Fig. 303.

**In der Luftschicht zwischen zwei allisch verbundenen verschiedenen- gen Platten besteht ein elektri- s Feld, dessen Stärke dadurch immt ist, daß das Potential der t an der einen Platte um einen z bestimmten Betrag höher ist als der anderen.**

Die Kontakttheorie nimmt nun an, daß Potentialverlauf dem Schema (a) in der r entspreche, daß also das Potential jeder der beiden Platten identisch demjenigen der angrenzenden Luft sei. Da im Innern jedes der homo-

[1]) Man denke auch an den Thomsonschen Versuch auf S. 322.

genen Metalle die Potentiale jedenfalls konstant sein müssen, so folgt daraus notwendig die Existenz eines „Potentialsprunges“, d. h. einer EMK an der Stelle $A$, wo sich die beiden verschiedenen Metalle berühren. Es ist aber noch eine zweite Möglichkeit vorhanden, daß nämlich die EMK nicht an den Berührungsstellen der verschiedenen Metalle, sondern an den Grenzflächen zwischen Metall und Luft wirkt. Dort müssen sich dann auch die das beobachtete Feld erzeugenden Potentialsprünge befinden. Sind die beiden Sprünge vom Zink gegen Luft und vom Kupfer gegen Luft verschieden groß, so muß im Luftraume selbst ein Gefälle entstehen. Die Schemata (b), (c) und (d) in Fig. 803 zeigen die drei hierbei in Betracht kommenden Spezialmöglichkeiten:

In (b) ist angenommen, daß sowohl Zink als auch Kupfer negativ gegen die Luft werden, und zwar das Zink stärker als das Kupfer.

In (c) ist das Zink negativ gegen Luft, das Kupfer positiv angenommen.

In (d) endlich sind beide Metalle positiv gegen Luft, aber das Zink schwächer als das Kupfer.

Der unmittelbaren Beobachtung ist entweder das Gefälle im Luftraume zugänglich, z. B. bei den Versuchen von Thomson (S. 322) und Majorana (S. 323) oder es werden die „Ladungen“ der Platten nach ihrer Trennung beobachtet, die aber auch proportional der elektrischen Kraft oder dem Potentialgefälle sind, das während der Berührung herrschte [vgl. § 105, Gl. (2)]; deshalb läßt sich eine Entscheidung zwischen den drei geschilderten Möglichkeiten (b), (c) und (d) hier noch nicht treffen, ja es erscheint sogar unsicher, ob eine solche überhaupt zu treffen ist. Die Elektrochemie liefert jedoch Wahrscheinlichkeitsgründe dafür, daß das Schema (b) das richtige ist, so daß wir im Folgenden an diesem festhalten wollen.

Nach de la Rive[1]), von dem die soeben geschilderte Auffassung herrührt, sind diese Potentialsprünge identisch mit denjenigen, die beim Eintauchen in Wasser an den Grenzen zwischen Metall und Wasser entstehen. Zur Erklärung nimmt er an, daß die Oberfläche der Metalle stets mit einer äußerst dünnen Feuchtigkeitshaut überzogen sei, die sich den Metallen gegenüber ebenso verhält wie tropfbar flüssiges Wasser.

Die Potentialsprünge entstehen dadurch, daß eine einstweilen als unbekannt zu betrachtende Ursache — Elektrizität zum Metalle und + Elektrizität in die Feuchtigkeitsschicht treibt, so lange bis die gegenseitige Anziehung der getrennten Elektrizitäten der trennenden Kraft das Gleichgewicht hält.

Es entsteht also an der Grenze eine „elektrische Doppelschicht“ (Fig. 804). Ist $E'$ die EMK zwischen dem Metall und der Feuchtigkeitsschicht, $\varepsilon$ die Dielektrizitätskonstante der Schicht, $\varrho'$ die Dichte und $d'$ der Abstand der beiden entgegengesetzten Ladungen, so ist nach Gl. (2) und (3) in § 95, da $E'/d'$ dem dortigen $E$ entspricht:

$$4\pi\varrho'/\varepsilon = E'/d' \quad \text{. . . . . . . . .} \quad (1)$$

oder

$$\underline{E' = 4\pi\varrho' . d'/\varepsilon} \quad \text{. . . . . . . . . .} \quad (2)$$

[1]) Recherches sur la cause de l'électricité voltaïque. 1836.

Aus Gl. (2) geht hervor, daß $E'$ proportional der Größe $\varrho' . d'/\varepsilon$, dem sogenannten „Moment der Doppelschicht", ist.

Sind die beiden Ladungsdichten im Metall und in der Schicht genau gleich groß, so heben sie sich in der Wirkung nach außen völlig auf. Man würde also in dem angrenzenden Luftraume keine elektrische Kraft beobachten. Stellt man aber eine metallische Verbindung zwischen zwei verschiedenen Platten her, bringt also die Platten auf gleiches Potential, so muß wegen der Verschiedenheit der Potentialsprünge an den beiden freien Oberflächen das in dem Schema Fig. 303 b angedeutete Potentialgefälle in der Luft entstehen. Das bedeutet aber offenbar, daß eine gewisse Elektrizitätsmenge $\varrho_1$ pro Quadratcentimeter von dem einen zum anderen Metall übergeflossen ist, und zwar soviel, wie nötig ist, um gerade das nötige Gefälle im Luftraume zu erzeugen. Diese Ladungen superponieren sich einfach über diejenigen der Doppelschichten. Ihr Betrag ist durch die Dicke $d$ der Luftschicht gegeben. Sind nämlich $E_1'$ und $E_2'$ die beiden elektromotorischen Kräfte an den Grenzflächen Metall—Luft, so ist die gesamte Potentialdifferenz der beiden Seiten der Luftschicht, d. i. die beobachtbare EMK des Plattenpaares:

Fig. 304.




$$E = E_1' - E_2' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

und

$$4\pi\varrho = E/d.$$

Ist $q$ der Querschnitt der Platten, also $q\varrho = e$ die Gesamtladung, so wird:

$$e = Eq/4\pi d = E.K \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Diese Ladung $e$ ist es, die nach der Trennung der Platten elektrometrisch zur Beobachtung kommt. Ein Vergleich mit Gl. (2) in § 106 zeigt, daß sie ebenso groß ist, wie sie bei Annahme der Voltaschen Anschauung sein würde.

Es ist in neuerer Zeit gelungen, die Richtigkeit der geschilderten Anschauung direkt nachzuweisen. J. Brown[1]) ersetzte bei dem S. 322 beschriebenen Versuch von W. Thomson die Luft durch andere Gase. Dann änderte sich die Richtung und Größe des Nullausschlages. Ferner führte J. Brown[2]) den Voltaschen Fundamentalversuch mit einer Zink- und einer Kupferplatte unter Öl aus und erhielt zunächst annähernd dieselbe Wirkung wie in Luft. Als er dann das Öl auf 145° erhitzte, verschwand der Effekt und blieb auch nach der Abkühlung Null. Entfernte er dann die Metalle aus dem Öl, und ließ nur eine ganz dünne Ölhaut auf der Oberfläche, so blieb der Effekt zunächst Null, um im Verlauf von mehreren Tagen allmählich wieder zu erscheinen. Durch die Erhitzung wurde offenbar die Feuchtigkeitsschicht verdampft. Ferner zeigte H. Greinacher[3]), daß der Voltaeffekt verschwindet, wenn man die Metalle im Vakuum längere Zeit der trocknenden Wirkung von Phosphorpentoxyd aussetzt.

[1]) Phil. Mag. (5) 7, 109, 1879.
[2]) Phil. Mag. (6) 5, 591, 1903.
[3]) Ann. d. Phys. (4) 16, 708, 1905.

Durch diese Versuche kann die Metallkontakttheorie als endgültig widerlegt angesehen werden. Die Wirkung zwischen Metall und Feuchtigkeitsschicht können wir als eine chemische betrachten, und jede Elektrizitätsbewegung infolge der in der Schicht wirkenden EMK findet ihre Energiequelle in einer, wenn auch unmerklich kleinen chemischen Änderung der Oberfläche.

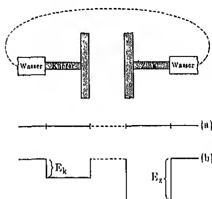
Es entsteht nun die Aufgabe, zu zeigen, daß sämtliche Ergebnisse der früheren Paragraphen sich nach der chemischen Theorie genau so gut erklären lassen, wie nach der Kontakttheorie.

Zunächst ergibt sich das Gesetz der Spannungsreihe, d. h. die Unabhängigkeit des Voltaeffektes von der Natur der metallischen Verbindung zwischen den Metallen, hier ganz von selbst, da ja die Metallkontakte gar nicht elektromotorisch wirken und die ganze Wirkung ihren Sitz an der Grenze der beiden Endplatten gegen die Luft hat.

Bei den Versuchen mit lackierten Platten (§ 105, vierter Versuch) ist der Lack statt der Luft der an die Platten angrenzende Elektrolyt; auch diese Versuche entsprechen also dem Schema Fig. 303 b. Elektrolytische Vorgänge im Lack sind es auch, durch die der Effekt an lackierten Platten bei mehrmaliger Wiederholung verringert wird.

Der Voltasche Versuch mit der feuchten Lederscheibe (§ 107, erster Versuch) erklärt sich dadurch, daß ja an dem Metall bereits eine + geladene Feuchtigkeitsschicht fest anhaftet, an der sich gar nichts ändert, wenn man jetzt durch Anpressen des feuchten Leders die Schicht einfach verdickt. Eine Wirkung ist hier ebenso unmöglich, wie sie nach der Voltaschen Anschauung unmöglich sein würde, wenn man eine Zinkscheibe zunächst mit einem dünnen Kupferblatt fest bedeckte, und auf dieses dann eine weitere Kupferplatte aufdrückte und abhöbe.

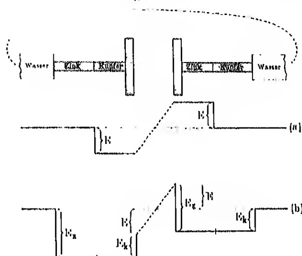
Fig. 305.




Von dem zweiten Versuch in § 107 ist der Fall a identisch mit dem vierten Versuch in § 105, entspricht also dem Schema Fig. 303 b. Fall b entspricht dem nebenstehenden Schema Fig. 305. Die Endpunkte der die Metalle verbindenden Wassermasse befinden sich notwendig auf gleichem Potentialniveau. Die Beobachtungstatsache, daß man im Luftraume zwischen den Platten kein Feld erhält, stellt sich nach Volta durch die Potentialverteilung (a) dar, d. h. gleiches Potential aller sich berührenden Flächen, nach der chemischen Theorie dagegen durch die Potentialverteilung (b), in der jedes Metall gegen die Flüssigkeit dieselbe Potentialdifferenz $E_k$ bzw. $E_z$ aufweist, wie gegen die Luft, so daß diese an beiden Seiten auf gleichem Potential ist. Die ganze Anordnung stellt also einfach zwei gegeneinander geschaltete galvanische Elemente dar, von denen eines Wasser, das andere Luft bzw. die anhaftenden Feuchtigkeitsschichten als Elektrolyt hat.

In Fig. 906 ist in ganz ähnlicher Weise der Fall (c) dargestellt: Auch hier gibt das Diagramm (a) die Potentialverteilung nach Volta, also mit

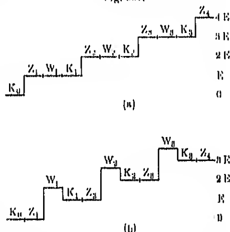
Fig. 906.




der elektromotorischen Kraft $E$ an den Kontaktstellen zwischen Kupfer und Zink, das Diagramm (b) dagegen die Verteilung nach der chemischen Theorie mit den elektromotorischen Kräften $E_z$ und $E_k$ an den Berührungsstellen von Zink und Wasser oder Luft bzw. von Kupfer und Wasser oder Luft. Die Potentialdifferenz an den Grenzen der Luftschicht ist dann nach beiden Theorien:

$$2\,E = 2\,(E_z - E_k) \quad . \quad . \quad (5)$$

Fig. 907.




Betrachten wir endlich die Voltasche Säule, so stellt in Fig. 907 das Diagramm (a) die Verteilung nach Volta, das Diagramm (b) die Verteilung nach der chemischen Theorie dar, falls das untere Ende der Säule zur Erde abgeleitet ist.

Es könnte scheinen, als müßte man zwischen diesen beiden Verteilungsmöglichkeiten durch rein elektrometrische Versuche entscheiden können. Es läßt sich jedoch leicht zeigen, daß dies unmöglich ist. Es seien irgend zwei Platten, etwa die mit $Z_4$ bezeichnete Zinkplatte und die unterste Kupferplatte $K_0$, mit einem empfindlichen Quadrantenelektrometer durch Kupferdrähte verbunden; wir wollen der Einfachheit halber annehmen, daß auch die Quadranten und die Nadel aus Kupfer seien. Dann hat nach Volta die Platte $Z_4$ das Potential $+ 3\,E$. Der angelegte Kupferdraht nimmt aber

wegen der Kontaktwirkung zwischen ihm und der Zinkplatte nicht dieses, sondern ein um $E$ niedrigeres Potential an, das Elektrometer zeigt also nur $+ 2 E$.

Nach der chemischen Theorie dagegen hat die Platte $Z_3$ tatsächlich das Potential $+ 2 E$, und der angelegte Draht und das Quadrantenpaar nimmt, da eine Kontaktwirkung der Metalle nicht existiert, eben dieses Potential an. In beiden Fällen mißt man also $+ 2 E$ als Potentialdifferenz der Quadranten.

Geht man von $Z_3$ durch das Wasser zu $K_3$, so bleibt nach Volta das Potential konstant, während es nach der chemischen Theorie um $E$ steigt. Das Elektrometer zeigt nach Volta, da hier ja nur Kupferteile sich berühren, $+ 3 E$ und nach der chemischen Theorie ebenfalls $+ 3 E$.

Wären die Zuleitungen und die Quadranten aus Zink hergestellt, so machte das nach der chemischen Theorie gar keinen Unterschied, dagegen würde nach Volta das mit $K_0$ verbundene Quadrantenpaar das Potential $+ E$ annehmen, das mit $Z_3$ verbundene dagegen $+ 3 E$, die Differenz also wiederum $2 E$ betragen. Geht man weiter zu $K_3$, so ist nach Volta das Potential des zugehörigen Quadrantenpaares um $E$ höher als dasjenige von $K_3$, also gleich $4 E$, die Differenz der Quadrantenpotentiale ist $3 E$. Die Messungsresultate sind also nach beiden Anschauungen dieselben.

Aus dem Diagramm (b) sieht man unmittelbar, daß die Platte $K_0$ und ebenso die oberste Zinkplatte $Z_4$ gänzlich überflüssig sind, da sie zu der EMK der Säule nichts mehr beitragen. Im Diagramm (a) scheint dies nicht der Fall zu sein. Nimmt man aber etwa beiderseits Kupferdrähte zur Verbindung, so hat man am oberen Ende, nimmt man Zinkdrähte zur Verbindung, so hat man am unteren Ende einen Verlust gleich $E$. Nimmt man unten einen Kupfer- und oben einen Zinkdraht, so entsteht der Verlust dort, wo beim Stromschluß die beiden Drähte sich berühren. Die wirklich nutzbare EMK ist also im Voltaschen Diagramm (a) nicht $4 E$, sondern bloß $3 E$, d. h. genau so groß wie im Diagramm (b) nach der chemischen Theorie.

Diese Ausführungen dürften genügend zeigen, daß man weder durch elektrometrische, noch durch Strommessungen irgend etwas über den Sitz der EMK des galvanischen Elementes entscheiden kann. Beide Theorien führen, so verschieden die Diagramme aussehen, doch stets zu denselben Beobachtungsresultaten.

Die Entscheidung zwischen beiden Theorien läßt sich also durch derartige Versuche gar nicht führen, und alle in dieser Hinsicht versuchten Beweise sind hinfällig; die experimentelle Entscheidung liegt einzig in Versuchen, wie die oben beschriebenen von Brown und Greinacher. Denn es ist natürlich undenkbar, daß ein Effekt, der seinen Sitz an den Berührungsstellen der die Metallplatten verbindenden Drähte haben soll, verschwinden soll, wenn man nicht diese Kontaktstellen, sondern die Oberflächen der Platten irgendwelchen Einwirkungen aussetzt; man müßte denn die äußerst unwahrscheinliche Annahme machen wollen, daß durch die Erhitzung oder Austrocknung der Oberflächen dort ein Voltaeffekt erzeugt würde, der den an der Berührungsstelle der Metalle wirkenden gerade kompensiert.

Das Energiegesetz allein macht die Voltasche Anschauung nicht unmöglich, wie öfters behauptet worden ist, sondern ergibt nur die in § 111

daran, daß eine genaue Kompensation der EMK in der Flüssigkeit einerseits und in der Feuchtigkeitsschicht an der freien Oberfläche andererseits nur dann stattfindet, wenn auch die Flüssigkeit reines Wasser oder eine sehr verdünnte Lösung ist. Nimmt man konzentriertere Lösungen, so hängt die EMK von der Konzentration und von der Natur der Lösung in gewissen Grenzen ab, und man beobachtet dann beim Voltaschen Versuch die Differenz beider EMK, die natürlich bald positiv und bald negativ ausfallen kann, je nachdem die EMK der Feuchtigkeitsschicht oder die der Lösung überwiegt.

Da die Oberflächenschicht auch nicht immer genau dieselbe ist, indem sie bald aus reinem Wasser besteht, bald, wenn etwa Säuredämpfe aus der Atmosphäre darin absorbiert worden sind, Metallsalz oder Oxyd gelöst enthalten kann, so erklären sich auch leicht die Abweichungen der von verschiedenen Beobachtern gerade bei diesem Versuch erhaltenen Resultate.

**§ 113. Ausführungsformen galvanischer Elemente.** Wenn auch fast jede beliebige Kombination von Metallen und Flüssigkeiten, die nicht völlige Symmetrie aufweist, imstande ist, einen mehr oder minder starken elektrischen Strom zu liefern, so ist doch in der Praxis die Auswahl der brauchbaren Formen ziemlich beschränkt. Im allgemeinen wird wohl jedes zur Stromlieferung dienende galvanische Element folgende Bedingungen erfüllen müssen:

1. Die Flüssigkeit und die sich auflösende Elektrode dürfen nicht zu kostbar sein.

2. Die EMK soll genügend groß, der innere Widerstand genügend klein sein.

3. Der Strom soll möglichst konstant sein.

4. Im ungeschlossenen Zustande sollen keine oder nur sehr geringe Veränderungen in dem Elemente stattfinden.

Die dritte Bedingung ist nur sehr schwer, und in voller Strenge überhaupt nicht erfüllbar. Denn durch den Strom werden stets Veränderungen in der Lösung und an den Elektroden hervorgerufen, durch die sowohl der innere Widerstand, als auch die EMK der Zelle verändert werden.

Namentlich bewirkt die Wasserstoffentwickelung an der Kathode eine Verminderung der EMK. Denn die Ausscheidung von Wasserstoff erfordert einen gewissen Energiebetrag, der auf Kosten der elektrischen Energie des Elementes geliefert wird, und sich demgemäß durch eine Verringerung der EMK bemerkbar machen muß.

Zur möglichsten Verringerung dieser als „Polarisation" der stromdurchflossenen Zelle bezeichneten Erscheinung (Näheres hierüber s. Kap. VII) mischt man der Flüssigkeit des ganzen Elementes oder auch nur der die Kathode umgebenden Flüssigkeit Stoffe bei, die die Wasserstoffausscheidung verhindern; dazu eignen sich namentlich sauerstoffreiche Verbindungen, die an den entstehenden Wasserstoff einen Teil ihres Sauerstoffs abgeben und diesen dadurch zu Wasser oxydieren. Praktisch kommen für diesen Zweck hauptsächlich in Betracht:

Salpetersäure, Chromsäure, Braunstein (Mangansuperoxyd),

letzterer als Beimengung zur Kathode selbst. Man bezeichnet diese die Polarisation vermindernden Körper als „Depolarisatoren".

Endlich kann man die Polarisation von vornherein dadurch verhüten, daß man als Kathodenflüssigkeit ein Salz desjenigen Metalles wählt, aus dem die Kathode besteht; dann wird durch den Strom, wie in Kapitel VII gezeigt werden wird, nicht Wasserstoff, sondern das Metall selbst an der Kathode ausgeschieden. Bei derartigen Elementen, z. B. dem Daniellelement (siehe unten), ist die einzige Quelle einer Inkonstanz des Stromes die allmählich eintretende Vermischung der Flüssigkeiten, und die durch den Strom selbst hervorgerufene Konzentrationsverschiebung.

Bei der Besprechung der einzelnen Konstruktionen können wir uns um so mehr ziemlich kurz fassen, als die praktische Bedeutung der galvanischen Elemente als Stromquellen in den letzten Jahren immer geringer geworden, und fast ganz auf die Zwecke der Telegraphie und Telephonie beschränkt ist. Für Experimentierzwecke wird man sich jetzt wohl fast überall der elektrischen Lichtleitungen, oder der durch ihre stundenlange fast völlige Konstanz ausgezeichneten Sekundärbatterien oder Akkumulatoren (siehe Kapitel VII) bedienen.

Das Daniellelement ist das älteste konstante Element[1]). Die amalgamierte Zinkanode taucht in verdünnte Schwefelsäure oder in Zinkvitriollösung, die Kupferkathode in Kupfervitriollösung; beide Flüssigkeiten sind durch einen porösen Tonzylinder, Tonzelle genannt, getrennt. Die für den elektrischen Strom durchlässige Tonzelle verhindert eine rasche Durchmischung der Flüssigkeiten. In Fig. 308 ist ein Daniellelement dargestellt; $K$ und $Z$ sind die zylindrischen Elektroden, $T$ ist die Tonzelle. Mittels der Schraube $s$ kann das Kupfer mit dem geschlitzten Ende $m$ des Zinks im nächstfolgenden Element verbunden werden, wenn eine solche Verbindung mehrerer Elemente gewünscht wird (siehe weiter unten S. 357).

Trotz seiner ziemlich guten Konstanz hat das Daniellelement mehrere Nachteile. Die Flüssigkeiten vermischen sich allmählich durch Diffusion, an der Tonzelle scheidet sich leicht Kupfer aus. Man muß deshalb nach

[1]) Phil. Transact. 1836.

jedesmaligem Gebrauch das Element auseinandernehmen und namentlich die Tonzelle sorgfältig spülen.

Von diesen Übelständen frei ist eine von Meidinger[1]) erfundene Modifikation des Daniellelementes, die namentlich auf Telegraphenstationen noch sehr vielfach in Gebrauch ist.

Fig. 308.

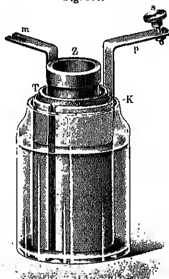



Fig. 309.

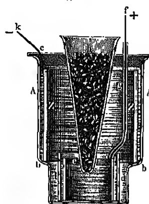



Fig. 310.



Fig. 311.



In ein unten sich verengendes Glasgefäß *A*, Fig. 309, ist der Zinkring *Z* eingesetzt, während sich der Kupferring *c* in einem Glasgefäße *d* befindet, welches auf dem Boden von *A* steht. Der Zuleitungsdraht von *c* ist von einer isolierenden Guttaperchahülle oder von einer Glasröhre umgeben. Das Gefäß *A* ist mit einer Lösung von Bittersalz gefüllt, welche das Zink umspült, und in derselben hängt, vom Deckel des Gefäßes getragen, ein Glastrichter *h* oder ein mit der Öffnung nach unten gekehrter Glasballon herab, welcher mit Stücken von Kupfervitriol gefüllt ist und dessen nach

[1]) Pogg. Ann. 108, 602, 1859.

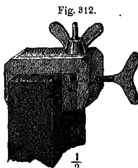
unten gerichtete Öffnung mit einem Korke verschlossen ist, in dessen Umfang einige Rinnen eingeschnitten sind. Wegen ihres größeren spezifischen Gewichtes kann sich die Lösung des Kupfervitriols nur äußerst langsam durch Diffusion mit der Bittersalzlösung vermischen. Solche Elemente können ein Jahr lang ohne Nachfüllung in Tätigkeit sein.

Das Grovesche und das Bunsensche Element. Groves[1]) Element besteht aus amalgamiertem Zink und aus Platin, wovon ersteres in verdünnte Schwefelsäure oder Zinkvitriol, letzteres in konzentrierte Salpetersäure taucht; die beiden Flüssigkeiten sind durch eine Tonzelle getrennt.

Fig. 310 stellt einen derartigen Groveschen Becher dar. Fig. 311 zeigt das Platinblech für sich.

Das sogenannte Bunsensche[2]) Element hat dieselbe Zusammensetzung wie das Grovesche, nur daß an Stelle des kostspieligen Platins die billigere Kohle[3]) benutzt ist. Die Bunsensche Kette hat wegen ihrer kräftigen Wirkung die größte Verbreitung gefunden und wurde lange Zeit ausschließlich in allen den Fällen zur Anwendung gebracht, wo es sich um Herstellung sehr kräftiger Ströme durch galvanische Batterien handelte.

Fig. 312.




Bunsen verfertigte die Kohleelektroden, indem er ein Gemenge von Steinkohlen und Koks in einem verschlossenen Tiegel glühte; die so erhaltene Masse wurde mit einer konzentrierten Zuckerlösung getränkt und zum zweiten Male in einem verschlossenen Tiegel geglüht, wodurch sie eine steinharte Festigkeit erlangte.

Später benutzte man die schon viel früher von Schönbein[4]) vorgeschlagene Retortenkohle, die sich an den Innenwänden der tönernen Retorten der Leuchtgasfabriken ansetzt, und wegen ihrer Härte und guten Leitfähigkeit besonders gut eignet. Neuerdings gebraucht man wieder künstliche, aus pulverisierter Retortenkohle und irgendwelchen Bindemitteln gemischte und gepreßte Kohlenstäbe. Fig. 312 zeigt eine Messingarmatur zur Verbindung des Kohlestabes mit dem Leitungsdraht.

Das Chromsäureelement. In dieser von Bunsen selbst angegebenen Abart des gewöhnlichen Bunsenelementes ist die Salpetersäure durch Chromsäure ersetzt. Da jedoch die reine Chromsäure ziemlich teuer ist, so verwendete Bunsen ein Gemisch aus doppeltchromsaurem Kali, Schwefelsäure und Wasser.

Eine geeignete Zusammensetzung der Flüssigkeit ist:

| | |
|---|---|
| 100 g | doppeltchromsaures Kali, |
| 100 ccm | Schwefelsäure, |
| 1 Liter | Wasser. |

---

1) Phil. Mag. (3) 15, 1839.

2) Pogg. Ann. 54, 417; 55, 265, 1842.

3) Die Verwendung der Kohle hat schon Cooper (Phil. Mag. 16, 35, 1840) vorgeschlagen.

4) Pogg. Ann. 49, 589, 1840.

Wenn diese anfangs schön gelbrot gefärbte Flüssigkeit eine Zeitlang Strom geleitet hat, so färbt sie sich dunkel, indem unter Reduktion der omsäure in Chromoxyd ein Doppelsalz von Chromisulfat mit Kalium-at, der Chromalaun, gebildet wird. Der letztere überzieht oft die Platten Form von grünen Kristallen. Da die chromsäurehaltige Flüssigkeit das k nicht starker angreift als Schwefelsäure, so kann man die Tonzelle. z entbehren, indem man Kohle und Zink in dieselbe Flüssigkeit taucht[1]) dadurch erreichte Vereinfachung des Elementes und seine Geruchlosigkeit en ihm als Zimmerbatterie einen Vorteil. Doch ist seine Wirkung weniger stant als die der eigentlichen Bunsenkette.

Wo Lichtleitungen oder Akkumulatoren nicht zur Verfügung stehen, die Chromsäurebatterie das bequemste Mittel zur Erzeugung relativ ftiger Ströme für kurze Zeit. Man benutzt sie namentlich in Form von uchbatterien, die so genannt sind, weil bei ihnen die Kohlen- und kplatten oder manchmal nur die Zinkplatten so aufgehängt sind, daß sie die bereits gefüllten Gefäße nur so lange getaucht werden, als man den om gebraucht.

Fig. 813 zeigt eine aus 12 Elementen bestehende Tauchbatterie. (In Figur sind die beiden hinteren Becherreihen fortgelassen.)

Eine bequeme Form des Chromsäureelementes ist auch das sogenannte aschenelement (Fig. 814). Die Zinkplatte $Z$ kann zwischen den hlenplatten $K$, $K$ mittels des Stabes $a$ eingesenkt oder über das Flüssigkeits-eau emporgezogen werden.

Das Leclanchéelement[2]) ist in allen den Fällen empfehlenswert, wo nicht auf sehr starke Ströme, sondern auf stete Bereitschaft zur Lieferung z dauernder, mäßig starker Ströme ankommt; z. B. beim Betriebe von ustelegraphen, von Telephonen, kleinen Glühlämpchen für Treppen-euchtung oder in Taschenlaternen, ferner bei elektrischen Messungen.

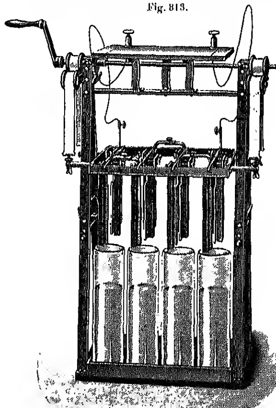
Als Flüssigkeit dient eine Lösung von Salmiaksalz (Chlorammonium). Elektroden bestehen aus einem Zinkstab und einem Zylinder, der aus em Gemenge von etwa 40 Tln. Braunstein, 55 Tln. Retortenkohle und Tln. Schellack (als Bindemittel) unter Erwärmung zusammengepreßt ist.

Eine neuerdings sehr in Aufnahme gekommene Form der Leclanché-mente bilden die sogenannten „Trockenelemente", bei denen die ssigkeit durch Gelatinieren, oder durch Vermengung mit Sand oder s u. dgl. so weit festgemacht ist, daß das Element in jeder Lage trans-tiert werden kann. Meist ist das Gefäß aus Zinkblech hergestellt und nt selbst als Anode, während ein in der Mitte befindlicher Stab aus dem hlebraunsteingemenge als Kathode dient. Durch Zugießen der Oberfläche t einer Harzmasse bis auf ein ganz feines Loch wird auch das Verdunsten Flüssigkeit fast völlig vermieden. Fig. 815 zeigt die meist gebräuchliche rm eines Trockenelementes[3]).

Folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der EMK und des eren Widerstandes der wichtigsten Elementformen. Die Zahlen können

[1]) Um das Zink amalgamiert zu erhalten, kann man (nach Ducretet) der ung noch Merkurisulfat, etwa ein $\frac{1}{10}$ des Kalisalzes, zusetzen.
[2]) Dinglers Polytechn. Journ. 186 und 188, 1868.
[3]) Fabrikant u. a.: Siemens u. Halske, Berlin-Westend.

natürlich nur zur ungefähren Orientierung dienen, da die EMK von der Zusammensetzung und Konzentration der Flüssigkeit abhängt und sich wäh-


Fig. 313.

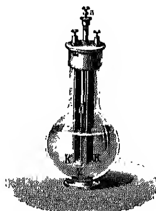

Fig. 314.


Fig. 315.

rend des Gebrauches verändert; der Widerstand hängt außer von der Zusammensetzung der Flüssigkeit auch noch von der Größe des Elementes ab. Es ist $E$ in Volt und der Widerstand in Ohm (s. § 122) angegeben.

| Bezeichnung des Elementes | EMK (Volt) | Widerstand (Ohm) |
|---|---|---|
| Daniell . . . . . . . . . . . | 1,08 bis 1,12 | 0,3 bis 0,6 |
| Bunsen (Grove) . . . . . . . | 1,9 | 0,1 „ 0,2 |
| Chromsäure . . . . . . . . . | 2,0 | |
| Meidinger . . . . . . . . . . | 1,2 | 3 bis 3,5 |
| Leclanché . . . . . . . . . . | 1,4 bis 1,6 | 0,5 |
| Trockenelement . . . . . . . | 1,5 | 0,1 bis 0,2 |

Verschiedene Schaltungsweisen der Elemente. Um in einem gegebenen äußeren Stromkreise mit einer gegebenen Anzahl von Elementen einen möglichst starken Strom zu erhalten, darf man die Elemente nicht immer in der Voltaschen Weise aneinanderreihen, sondern man muß

für jeden Fall die geeignetste Kombination aussuchen. Wir werden später bei Besprechung des O h m schen Gesetzes sehen, von welchen Umständen die Größe des Effektes abhängt. Hier seien zunächst nur die überhaupt möglichen Verbindungsarten angegeben.

Gesetzt, man habe acht Becher zur Disposition, so sind mit diesen vier verschiedene Kombinationen möglich, die in den Fig. 316 bis 319 dargestellt sind.

Fig. 316 stellt diejenige Kombination der acht Becher vor, bei welcher sie eine Kette von acht Elementen bilden. Man sagt in diesem Falle, die Elemente seien h i n t e r e i n a n d e r (auf Spannung) verbunden. Wenn die beiden Pole dieser Kette in leitende Verbindung gebracht werden, so muß der Strom die acht Becher der Reihe nach durchlaufen. Bezeichnen wir mit $E$ die Potentialdifferenz an den Polen eines einzelnen Bechers, so ist $8E$ die Potentialdifferenz an den Polen der Kette.

Bei der in Fig. 317 dargestellten Kombination bilden die vier Becher 1, 2, 3 und 4 eine Kette; die vier Becher 5, 6, 7 und 8 bilden eine zweite

Fig. 316.




Fig. 317.

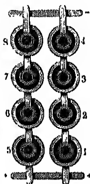
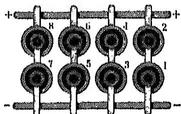
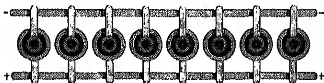



Fig. 318.




Kette; die gleichnamigen Pole dieser beiden Ketten sind leitend verbunden, so daß das Ganze eine Kette von vier Elementen bildet, deren jedes eine doppelt so große Oberfläche hat als ein einzelnes Element.

Fig. 319.




In Fig. 318 bilden je zwei Becher 1 und 2, 3 und 4, 5 und 6, 7 und 8 für sich je eine Kette von zwei Elementen. Die gleichnamigen Pole dieser vier Ketten sind in leitende Verbindung gebracht, so daß das Ganze eine Kette von z w e i Elementen darstellt, deren Oberfläche viermal so groß ist als die eines einzelnen Bechers.

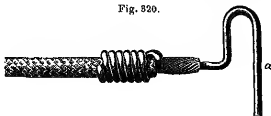
Bei der Kombination Fig. 319 endlich sind die acht positiven Elektroden unter sich leitend verbunden, ebenso die acht negativen Elektroden, so daß

das Ganze ein einfaches Element von achtfacher Oberfläche bildet. In diesem *Falle* sagt man, die Elemente seien nebeneinander (*auf Quantität*) verbunden.

**§ 114. Drähte, Klemmen, Schalter, Regulierwiderstände**[1]. Die mannigfachen Anwendungen des elektrischen Stromes zu praktischen Zwecken haben dahin geführt, daß die in der Überschrift genannten, zur Ausführung fast aller Versuche nötigen Hülfsmittel jetzt in Massenfabrikation hergestellt werden und verhältnismäßig billig zu haben sind. Man orientiere sich über diese *Gegenstände möglichst nach den Katalogen elektrotechnischer Firmen.* Hier können nur einige allgemeine Winke gegeben werden.

Isolation. Wie schon auf S. 335 bemerkt, kann wegen der großen Ergiebigkeit der galvanischen Stromquellen von der Benutzung der in der Elektrostatik benutzten Isolatoren meist abgesehen werden; es genügt, wenn man zur Isolation der festen Apparatenteile bei niederen Spannungen trockenes Holz, bei höheren Spannungen Schiefer, Marmor oder Porzellan benutzt[2]. Zur Isolation der Drahtleitungen genügt in den meisten Fällen eine Baumwollumspinnung; bei sehr feinen Drähten wird statt dessen Seide benutzt; bei hohen Spannungen benutzt man Drähte, die zunächst mit Guttapercha umwickelt oder umpreßt und dann noch zum Schutze der Guttaperchahülle umsponnen sind. Für die Isolation von fest montierten Leitungen, die dauernd unter

Fig. 320.




hoher Spannung stehen, z. B. Beleuchtungsleitungen, bestehen besondere Vorschriften des Verbandes deutscher Elektrotechniker, die man bei etwaiger Selbstmontage derartiger Anlagen im Laboratorium behufs Vermeidung von Feuersgefahr genau beachte.

Drähte. Für die meisten im folgenden beschriebenen Vorlesungsversuche genügt der etwa 1 mm starke, mit Baumwolle umsponnene Kupferdraht, wie er zu elektrischen Haustelegraphen benutzt wird.

Teurer, aber wegen *ihrer Biegsamkeit bedeutend* bequemer *sind* aus ganz feinen Kupferdrähten zusammengedrehte und umsponnene Litzen, an deren Enden man zur bequemeren Verbindung mit den Apparaten kurze, dicke

[1]) Siehe auch § 128.

[2]) Die Verwendung von Holz bei höheren Spannungen — von etwa 50 Volt ab — verbietet sich wenigstens für dauernde Installationen nicht wegen der unbedeutenden Stromverluste, sondern weil das Holz durch längeren Durchgang eines Stromes sich allmählich erhitzt; dadurch verbessert sich seine Leitfähigkeit, der Strom durchs Holz und die Erhitzung nehmen weiter zu, das Holz verkohlt und wird dadurch schließlich zu einem guten Leiter, der durch die Stromwärme in Brand gerät.

Drahtstücke anlötet (Fig. 320). Sollen weit voneinander entfernte Apparate verbunden werden, so benutze man statt zweier Einzelleitungen die für transportable Glühlampen gebräuchlichen *zusammengedrehten Doppellitzen*.

Da der Strom die Leitungen erwärmt, so darf die Strombelastung gewisse Maximalwerte nicht übersteigen. Man rechne als zulässige Grenze etwa 6 bis 8 Ampere[1]) pro Quadratmillimeter.

K l e m m e n. Da die Spannungen der in Frage kommenden Stromquellen meist sehr niedrig sind im Vergleich zu den in der Elektrostatik benutzten, so bietet die kleinste Luftstrecke und die dünnste Oxydhaut an

Fig. 321.



Fig. 322.

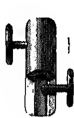
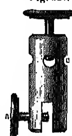


Fig. 323.



Fig. 324.




der Berührungsstelle zweier Leiter dem Strome ein praktisch unüberwindliches Hindernis. Es genügt deshalb nicht, wie bei elektrostatischen Versuchen meist geschieht, die Leiter einfach lose aneinander zu legen, sondern man muß die vorher mit Schmirgelpapier oder mit dem Messer b l a n k g e s c h a b t e n Kontaktstellen f e s t a n e i n a n d e r p r e s s e n, wenn man sichere Kontakte und konstante Ströme haben will. Diesem Zwecke dienen die in den mannigfachsten Formen hergestellten K l e m m s c h r a u b e n, von denen in den Fig. 321 *bis* 324 einige abgebildet sind.

Die Klemmen, Fig. 321 bis 323, dienen zum Verbinden von Drahtenden, die geschlitzte Klemme Fig. 324 zur Verbindung von Drähten mit Blechen. Fig. 325 und 326 zeigen die Art der Befestigung einer Klemme im Grund-

Fig. 325.

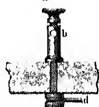



Fig. 326.

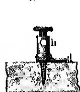



Fig. 327.




brett irgend eines Apparates; die zum Apparat selbst führenden Drähte *d* werden am unteren Ende der Klemme dauernd festgeschraubt, die Leitungen zur Stromquelle bei *b* angesetzt.

[1]) Über die Bedeutung dieses Strommaßes siehe weiter unten § 118. Zur vorläufigen Veranschaulichung diene die Angabe, daß ein Trockenelement in einem Schließungskreise von 70 m Kupferdraht von 1 mm Durchmesser einen Strom von etwa 1 Amp. ergibt.



Verfügt man über fest aufgestellte Stromquellen, wie Akkumulatoren, Lichtleitungen oder große Tauchbatterien, so führt man die Enden der von den Stromquellen herkommenden Leitungen am besten bis zu zwei am Experimentiertisch angebrachten Tischklemmen; Fig. 327 zeigt eine solche in einfacher Form. *d* ist das Ende der Zuführungsleitung; dickere Drähte werden bei *a*, dünnere bei *c* festgeklemmt.

Zur Befestigung sehr kleiner Teile, namentlich vor dem Projektionsapparat, ist die von W. Volkmann[1]) angegebene „Stielklemme" (Fig. 328) sehr bequem; der Stiel wird in einer gewöhnlichen Stativmuffe befestigt.

Fig. 328.



Fig. 329.

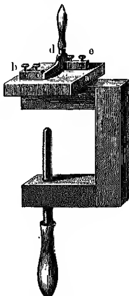
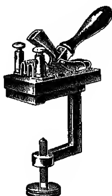



Fig. 330.



Endlich leisten natürlich auch hier die in § 56 beschriebenen Holtzschen Fußklemmen gute Dienste.

Quecksilberkontakte. Außer durch Klemmen oder durch Federdruck (s. weiter unten) kann eine gut leitende Verbindung auch durch Quecksilber hergestellt werden, indem man das Ende des einen Drahtes durch Lötung oder Nietung mit einem Metallnäpfchen verbindet, in welches etwas Quecksilber gegossen wird, während man das Ende des anderen einfach in das Quecksilber eintaucht. Das eintauchende Ende muß (außer bei Platin) amalgamiert sein; das Amalgamieren geschieht am einfachsten durch Eintauchen des blank geschabten Endes in Quecksilber, das mit einer Schicht verdünnter Salpetersäure überdeckt ist. Als Näpfe für das Quecksilber kann man Fingerhüte benutzen, die in einer Paraffinplatte eingegossen sind; auch ein in einer Paraffinplatte ausgehöhltes Loch genügt, in das man die beiden Leitungsenden eintauchen läßt.

Ausschalter. Ausschalter dienen zum Schließen oder Unterbrechen eines Stromkreises. Ihre Konstruktion richtet sich durchaus nach der

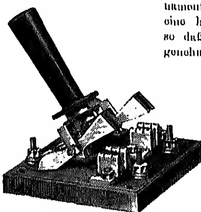
[1]) Fabrikant: Beck u. Co., Berlin-Rummelsburg.

Anwendungsart, namentlich nach der benutzten Stromstärke und der Spannung der Stromquelle. Für schwache Ströme und Spannungen genügen Quecksilberkontakte, bei höherer Belastung müssen feste Kontaktflächen durch Federdruck aneinandergepreßt werden.

Eine der ältesten Formen, den sogenannten Schlüssel von du Bois-Reymond, stellt Fig. 329 dar. Er kann für Ströme bis zu etwa 3 Amp. und für Spannungen bis etwa 25 Volt benutzt werden. Bei höheren Belastungen werden durch den beim Unterbrechen entstehenden „Lichtbogen" (s. Kap. „Elektrizitätsleitung in Gasen") die Kontaktstellen bald zerstört. Der Kontakthebel $d$ muß mit ziemlicher Reibung an dem festen Kontaktstück $b$ gleiten.

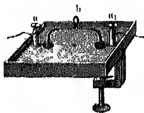
Man vermeidet die Lichtbogenbildung bei starken Strömen und Spannungen dadurch, daß man durch eine Feder die Unterbrechung möglichst plötzlich bewirken läßt. Einen derartigen „Momentausschalter" zeigt Fig. 330 als verbesserten du Boisschen Schlüssel montiert. Soll nicht bloß der Strom unterbrochen, sondern auch der Zusammenhang des benutzten Apparates mit der Stromquelle gänzlich gelöst werden, so muß man sowohl in die Zuleitung, als auch in die Rückleitung einen Ausschalter legen. Man kombiniert diese dann zweckmäßig zu einem mit einem Griff zu betätigenden Doppelausschalter (auch zweipoliger Ausschalter genannt, Fig. 331).

Fig. 331.



Der Gebrauch eines Doppelausschalters ist namentlich am Platze, wenn die Stromquelle eine hohe Spannung hat (z. B. Lichtleitung), so daß man bei zufälliger Berührung unangenehme Schläge befürchten muß. Die weiter

Fig. 332.




unten beschriebenen Umschalter können meist auch als Doppelausschalter dienen.

Bei feineren Messungen stören die unvermeidlichen Unregelmäßigkeiten im Übergangswiderstande an den Kontaktstellen. Diese fallen bei gut amalgamierten Quecksilberkontakten fort.

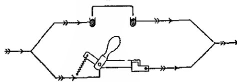
Fig. 332 zeigt einen Quecksilberausschalter, den man sich natürlich auch leicht mittels einer Paraffinplatte und zwei Fingerhüten mit angelöteten kurzen Drahtstücken improvisieren kann.

Eine Unterbrechung stärkerer Ströme mittels Quecksilberausschalter bringt den Übelstand mit sich, daß der bei der Unterbrechung entstehende Lichtbogen zur Entwickelung giftiger Quecksilberdämpfe Veranlassung gibt. Will man die gute Kontaktwirkung des Quecksilbers mit der plötzlichen Unterbrechung des Momentausschalters kombinieren, so schaltet man die

beiden Apparate parallel (Fig. 333); beim Stromschluß wird zuerst der Momentausschalter, bei Stromöffnung zuerst der Quecksilberschalter betätigt.

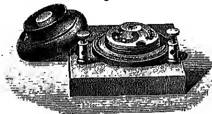
Soll ein schwacher Strom nur ganz kurze Zeit geschlossen werden, so bedient man sich federnder Stromschlüssel, die den Strom beim Loslassen des Druckknopfes oder -hebels von selbst wieder unterbrechen (Fig. 334 u. 335).

Fig. 333.



Umschalter. Umschalter, auch „Stromwender" oder „Kommutatoren" genannt, dienen dazu, die Stromrichtung in einem Teile des Stromkreises umzukehren; wenn sich der bewegliche Teil des Schalters in einer Mittelstellung festhalten oder ganz herausheben läßt, so kann der Umschalter auch als Ausschalter dienen.

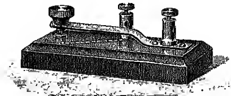
Fig. 334.



Zum Verständnis der sehr zahlreichen Konstruktionen von Umschaltern, von denen hier nur einige wenige abgebildet werden können, sollen die schematischen Fig. 336 a, b, c dienen.

Bei allen drei Schaltungsweisen findet man zwei Paar Anschlußpunkte, an denen die von der Batterie $B$ kommenden Drähte $a$ und $b$ und die zum Apparat $A$ führenden Drähte $c$ und $d$ endigen. Je nachdem die durch gestrichelte Linien angedeuteten beweglichen Verbindungsstücke sich in der Stellung (I) oder (II) befinden, durchläuft der Strom den Apparat in der Pfeilrichtung oder umgekehrt.

Fig. 335.

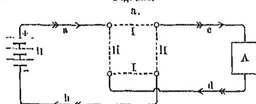


Als Repräsentanten des Schemas (a) mögen der einfache Quecksilberumschalter Fig. 337 und der Ruhmkorffsche Umschalter Fig. 338 dienen; der bewegliche Teil des letzteren besteht aus einer Achse $ab$, die aus zwei voneinander isolierten und durch den Elfenbeinzylinder $c$ miteinander starr verbundenen Teilen zusammengesetzt ist. Die beiden Messingwülste $d$ und $e$ sind mit je einem Teile der Achse verbunden und machen je nach der Stellung der Achse mit den Federn $k$ und $l$ Kontakt derart, daß entweder die Klemmen $f$ und $h$, sowie $g$ und $i$, oder aber $f$ und $i$, sowie $g$ und $h$ miteinander verbunden sind.

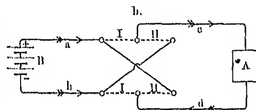
Nach dem Schema (b) ist die Pohlsche „Wippe" gebaut, die in Fig. 339a in einer einfachen, in Fig. 339b in einer etwas exakteren Ausführung dargestellt ist.

Fig. 336.

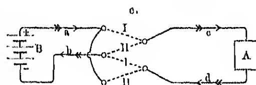
a.




b.




c.




Endlich zeigt Fig. 340 eine sehr übersichtliche Ausführungsform des Schemas (c), das sich natürlich auch leicht mittels Quecksilbernäpfchen improvisieren läßt.

Um sehr starke Ströme umzukehren, schaltet man am besten außer dem Umschalter noch einen Momentausschalter in die von der Stromquelle kommende Leitung und betätigt den Stromwender zur Schonung der Kontaktstellen nur bei unterbrochenem Stromkreis.

Regulierwiderstände. Um die Stromstärke beliebig verändern, oder bei Schwankungen im Zustande des Stromkreises konstant halten zu können, benutzt man „Regulierwiderstände"¹). Dieselben enthalten meist einen Draht aus einer schlecht leitenden Metalllegierung und eine Vorrichtung, um beliebige Stücke dieses Drahtes in den Stromkreis einschalten zu können. Als Material für die Widerstandsdrähte kommen hauptsächlich die aus Kupfer, Nickel, Mangan usw. in verschiedenen Mischungsverhältnissen zusammengesetzten Legierungen „Neusilber", „Nickelin", „Manganin", „Konstantan", „Kruppin" in Betracht, die sich sämtlich durch hohen spezifischen Widerstand und geringe Abhängigkeit des Wider-

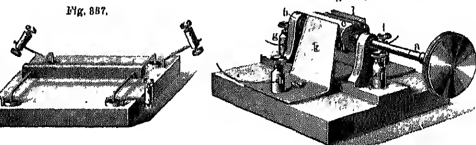


Fig. 337.

Fig. 338.

¹) Der früher benutzte Name „Rheostat" (griechisch = Stromfeststeller) ist für Regulierwiderstände wenig mehr gebräuchlich; als „Rheostaten" bezeichnet man bisweilen noch die weiter unten in § 128 zu besprechenden „Meßwiderstände", für die der Name allerdings wenig passend erscheint.

standes von der Temperatur auszeichnen. Näheres über die elektrischen Eigenschaften und die Zusammensetzung dieser Legierungen s. § 125.

Fig. 339 a.

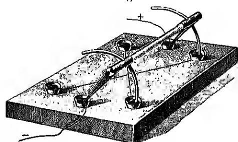



Fig. 340.

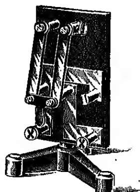
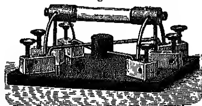


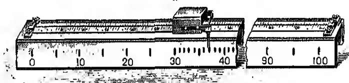
Fig. 339 b.



Von den unzähligen Ausführungsformen können auch wieder nur einige ausgewählte Typen angeführt werden.

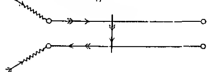
Gleitdraht. Fig. 341 zeigt als einfachste Form einen gerade ausgestreckten Draht, an dessen einem Ende der Strom zugeführt wird, wäh-

Fig. 341.




rend ein verschiebbares, mit einem Bleiklotz beschwertes Kontaktstück zur Ableitung des Stromes dient; an einer Skala wird die eingeschaltete Drahtlänge abgelesen[1]).

Fig. 342.



Um mit einem derartigen einfachen Gleitdraht große Widerstände herzustellen, muß man entweder den Draht sehr dünn nehmen, wodurch die zulässige Strombelastung zu gering wird, oder aber ihm eine unbequem große Länge geben. Fig. 342 zeigt das leicht verständliche Schema eines „Doppelgleitdrahtes“, mit dem man bei sonst gleichem Raumbedarf den doppelten Widerstand erhält.

---

[1]) Fabrikant: Hartmann u. Braun, Frankfurt a. M.

drehbar anordnen[1]), wobei die Stromzuführung durch eine an der Achse schleifende Feder $b$, die Abführung durch eine am Drahte gleitende kleine Rolle $r$ geschieht, oder man stellt die Walze fest (Fig. 344) und führt das Kontaktstück in einer Schraubenbahn am Drahte entlang[2]).

Fig. 344.

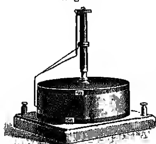


Fig. 345.

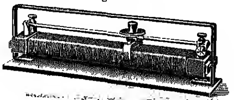
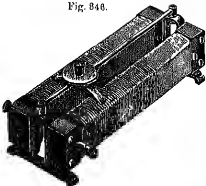


Fig. 346.



Schiebewiderstand. Bei Verzicht auf eine völlig stetige Regulierung kann man einfach ein Kontaktstück geradlinig an dem in enger Spirale aufgewickelten Drahte gleiten lassen [Fig. 345 und 346[3])]. Fig. 345 entspricht in der Anordnung dem einfachen, Fig. 346 dem doppelten Gleitdraht. Der Widerstand ändert sich beim Verschieben sprungweise um den sehr kleinen Betrag des Widerstandes einer bzw. zweier Windungen.

Kurbelwiderstand. Eine sprungweise Regulierung in größeren Intervallen, zugleich aber auch genaue Ablesbarkeit und Reproduzierbarkeit des ein-

[1]) Wheatstone, Pogg. Ann. 62, 509, 1843.
[2]) Nach A. Coehn. Fabrikant: Gebr. Ruhstrat, Göttingen.
[3]) Fabrikant: Gebr. Ruhstrat.

geschalteten Widerstandes gestatten die Kurbelwiderstände. Fig. 347 zeigt das Schaltungsschema; ein auf den Kontaktknöpfen gleitender Hebel schaltet die einzelnen Abteilungen des meist aus frei ausgespannten Spiralen bestehenden Drahtes ein. Fig. 348 zeigt eine kräftige Ausführung [1]), wie sie z. B. zum Regulieren von Bogenlampen brauchbar ist, Fig. 349 eine für Demonstrationszwecke geeignete Zusammenstellung von drei Kurbelwiderständen, deren Stufen sich wie 1 : 10 : 100 verhalten [2]). Obenauf befindet sich ein Gleitdraht, dessen Widerstand gleich einer Einheit der feinsten Kurbel, so daß bei Hintereinanderschaltung aller vier Teile eine völlig stetige Regulierung von einem Bruchteil einer Einheit bis zu 1000 Ein-

Fig. 347.

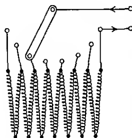


Fig. 348.

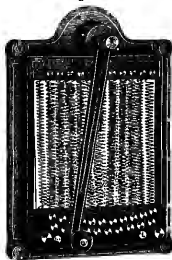
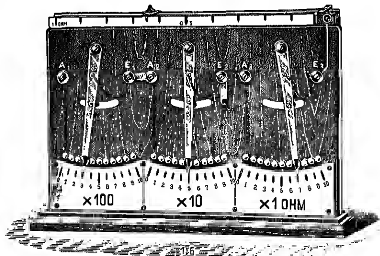


Fig. 349.




[1]) Fabrikant: F. Ernecke, Berlin.

[2]) Fabrikant: Hartmann u. Braun, Frankfurt a. M. Belastungsgrenzen:

| | | | |
|---|---|---|---|
| Gleitdraht | 2,5 Amp. | Zehner | 0,8 Amp. |
| Einer | 2,0 „ | Hunderter | 0,2 „ |

heiten möglich ist. Die Widerstandsdrähte selbst sind auf der Rückseite übersichtlich angeordnet.

Die bis hierher beschriebenen Widerstände sind bis zum Betrage von einigen Hunderten Ohm herstellbar.

Die allgemein gebräuchliche Widerstandseinheit, das „Ohm", steht in später zu besprechender Zahlenbeziehung zu der sogenannten „absoluten elektromagnetischen Einheit". Sie ist im übrigen gleich dem Widerstand einer Quecksilbersäule von 106,3 cm Länge und 1 qmm Querschnitt. Ein Kupferdraht von 1 qmm Querschnitt hat 1 Ohm Widerstand bei etwa 60 m Länge, ein gleich dicker Draht aus Manganin oder Nickelin bei 2,4 m, aus Konstantan bei 2 m, aus Neusilber bei 2,5 bis 6 m.

Widerstände von etwa 1000 bis 100000 Ohm und einer Belastungsfähigkeit von 0,05 bis 0,1 Amp. werden durch Aufwickeln feinen Drahtes auf Glimmerplatten hergestellt [1]; mehrere derartige Platten werden dann zu einem Satz vereinigt (Fig. 350) und eventuell mit einer Kurbel verbunden.

Fig. 350.

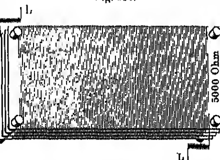



Fig. 351.

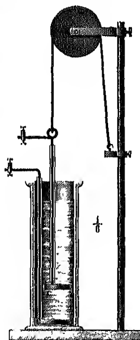
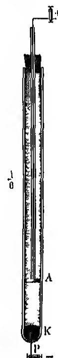


Fig. 352.




Noch höhere Widerstände bis zu mehreren Millionen Ohm kann man dadurch herstellen, daß man auf einer gut gereinigten matten Glasscheibe einen Bleistiftstrich zieht, an dessen Enden durch Federn aufgepreßte, mehrfach zusammengefaltete Stanniolstücke den Kontakt vermitteln; ein Paraffin- oder Lacküberzug schützt den Widerstand vor Beschädigungen. Die Konstanz derartiger Widerstände läßt zu wünschen übrig, auch vertragen sie nur sehr geringe Belastungen.

Flüssigkeitswiderstände. Für gewisse Zwecke ist es erwünscht, Widerstände zu besitzen, die bei großem Querschnitt und geringer Länge doch einen hohen Widerstandswert haben; da es Metalle von genügend hohem spezifischem Widerstand nicht gibt, so verwendet man elektrolytische Leiter, meist wässerige Salzlösungen. Als leicht beschaffbare Stoffe kommen meist Zinksulfat und Kupfersulfat in Betracht; als Elektroden verwendet man Zink- bzw. Kupferplatten. Durch Änderung der Konzen-

[1]) Fabrikant: Gebr. Ruhstrat, Göttingen.

tration der Lösung kann man den Widerstand in ziemlich weiten Grenzen variieren. Fig. 351 zeigt eine wohl ohne weiteres verständliche Konstruktion eines regulierbaren Flüssigkeitswiderstandes.

Will man einen Flüssigkeitswiderstand von mehreren 100 000 Ohm herstellen, so würde es zwar theoretisch genügen, einfach reines destilliertes Wasser als Flüssigkeit zu nehmen; ein derartiger Widerstand wäre aber sehr wenig konstant, da die geringsten Verunreinigungen, ja selbst die Absorption von Luft und anderen Gasen, den Widerstand sehr stark verringern. Deshalb nimmt man in solchem Falle besser an Stelle des Wassers als Lösungsmittel andere Flüssigkeiten, die die Eigenschaft haben, selbst in konzentrierten Lösungen sehr schlecht zu leiten. Sehr brauchbar ist z. B. nach Hittorf eine Lösung von 10 Tln. Jodcadmium in 100 Tln. Amylalkohol. Fig. 351 zeigt eine einfache Ausführungsform. Die verschiebbare Elektrode $A$ besteht aus einer gegossenen Cadmiumplatte mit angelötetem und durch ein enges Glasrohr nach außen geführtem Kupferdraht; als feste Elektrode $K$ dient ein wenig Cadmiumamalgam, das durch einen im Glase eingeschmolzenen Platindraht $P$ mit dem Außenraum in Verbindung steht. Damit nicht durch Elektrolyse das Amalgam an Cadmiumgehalt einbüßt, leite man den Strom stets in der Richtung von $A$ nach $K$. Eine Säule dieser Lösung von 1 qcm Querschnitt besitzt einen Widerstand von etwa 14 000 Ohm pro Centimeter Länge. Belastung bis etwa 0,01 Amp. pro Quadratcentimeter.

Lampenwiderstände. Aus elektrischen Glühlampen lassen sich leicht wenig Raum beanspruchende Widerstände von einigen Hundert Ohm herstellen, die sehr billig sind und hohe Belastung zulassen. Die Schaltung der Lampen geschieht meist entsprechend dem Schema Fig. 353, d. h. die Lampen sind parallel geschaltet, so daß der Strom sich in die einzelnen Lampen verteilt. Fig. 354 zeigt einen ausgeführten Lampenwiderstand [1]), den man sich mittels der überall käuflichen Lampenfassungen leicht selbst herstellen kann. Durch einfaches Drehen der Lampen in ihren Fassungen erfolgt die Ein- und Ausschaltung. Der Widerstand ist der eingeschalteten Lampenzahl umgekehrt proportional. Eine 16kerzige Glühlampe für 110 Volt Spannung hat im kalten Zustande einen Widerstand von etwa 350, im heißen von etwa 250 Ohm. Lampen für 220 Volt haben bei gleicher Kerzenstärke den vierfachen Widerstand. Mit dem abgebildeten Lampenwiderstand kann man also bei voller Belastung mit 110 Volt Spannung eine Abstufung von 250 bis zu 42 Ohm erzielen.

Fig. 353.

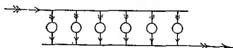
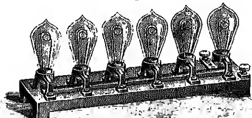


Fig. 354.



[1]) Figur nach F. Ernecke, Berlin.

§ 115. **Ablenkung der Magnetnadel durch den elektrischen Strom.** Schon im 18. Jahrhundert hatte man die Vermutung gehegt, daß zwischen *Magnetismus und Elektrizität* eine innige Beziehung bestehen müsse. Diese Vermutung wurde durch die Erfahrung unterstützt, daß der magnetische Zustand der Kompaßnadeln durch Blitzschläge, welche sie getroffen hatten, verändert worden war. Man versuchte ähnliche Einwirkungen durch den Entladungsschlag von Leidener Flaschen zu erhalten; doch führten diese Versuche zu keinen regelmäßigen Resultaten. Man begnügte sich mit der Annahme, daß der elektrische Entladungsschlag in ähnlicher Weise auf die *Magnetnadel* wirkte wie der *Schlag eines Hammers*.

Ein Hauptfehler bei den damaligen tastenden Versuchen und Spekulationen war die noch völlige Unkenntnis des Begriffs des „elektrischen Stroms"; man beachtete immer lediglich die statischen Spannungserscheinungen an der Säule, obgleich schon Volta selbst auf die Bedeutung des Strömens der Elektrizität bei seinen Froschversuchen hingewiesen hatte (vgl. § 104). Erst durch Ampères Arbeiten aus dem Jahre 1820 gelangte der „*Strombegriff*" zur *allgemeinen Einführung*; bis dahin sprach *man meist* von einem fortwährenden gleichzeitigen Geschiedenwerden und Wiederausgleich der Elektrizität in dem die Pole einer Voltaschen Säule verbindenden Drahte.

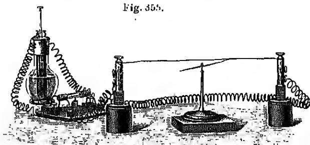
Auch Oersted in Kopenhagen versuchte zuerst vergeblich eine Einwirkung der Pole der ungeschlossenen Säule auf den Magneten nachzuweisen; erst im Winter des Jahres 1819 beobachtete er, daß ein durch den *galvanischen Strom* zum Glühen erhitzter Platindraht auf eine Magnetnadel in eigentümlicher Weise bewegend einwirkte. Er veröffentlichte die Ergebnisse seiner weiteren Untersuchungen über die neue Erscheinung im Jahre 1820 [1]).

Die Oerstedtschen Fundamentalversuche sollen im folgenden möglichst mit seinen (durch Kursivdruck gekennzeichneten) eigenen Worten beschrieben werden. Zur Wiederholung der Versuche benutze man als *galvanischen*

[1]) Experimenta circa effectum conflictus electrici in acum magneticam; übersetzt in Gilberts Annalen 66, 295 (1820). Ostwalds Klassiker, Nr. 63. Ferner Schweiggers Journ. 29, 364 (1820).

*Apparat* ein möglichst großplattiges Bunsen- oder Tauchelement [1]), als *verbindenden Leiter* einen etwa 1 m langen Kupferdraht. Um den Strom bequem unterbrechen und umkehren zu können, schalte man einen Umschalter ein, so daß der in Fig. 355 dargestellte Stromkreis entsteht.

Fig. 355.



Erster Versuch: *Man bringe ein geradliniges Stück des verbindenden Drahtes über eine frei bewegliche Magnetnadel* [2]), *so, daß er ihr parallel sei...*

*Schließt man den Stromkreis, so wird die Nadel in Bewegung kommen, und zwar so, daß sie unter dem vom negativen Ende (Zinkpol) des galvanischen Apparates herkommenden Teile des verbindenden Drahtes nach Westen abweicht . . . Bei größerer Entfernung nehmen die Abweichungswinkel ab, wie die Entfernungen zunehmen* [3]). *Übrigens ist die Ablenkung verschieden nach Verschiedenheit der Stärke des Apparates.*

*Der verbindende Draht kann nach Osten oder nach Westen bewegt werden, wenn er nur immer der Nadel parallel bleibt, ohne daß dies einen anderen Einfluß auf den Erfolg hat, als daß die Ablenkung kleiner wird. Es läßt sich folglich die Wirkung keineswegs einer Anziehung zuschreiben; denn derselbe Pol der Magnetnadel, der sich nach dem verbindenden Draht hindreht, wenn er östlich von der Nadel ist, dreht sich von demselben fort, wenn er sich westlich von ihr befindet, was nicht möglich wäre, wenn diese Abweichungen auf Anziehungen oder Abstoßungen beruhten.*

Der Inhalt des letzten Abschnittes ist von ganz fundamentaler Bedeutung; es war dies das erste Mal in der Physik, daß man eine gegenseitige Einwirkung zweier voneinander getrennter Körper — hier des Magneten und des Stromleiters — beobachtete, die sich nicht unter das Bild einer Anziehung oder Abstoßung bringen ließ, sondern durch eine seitliche Bewegung dargestellt werden mußte. Die auf die Magnetpole wirkende Kraft steht offenbar senkrecht auf der kürzesten Verbindungslinie von Draht und Magnet (siehe weiter unten § 116).

Zur besseren Übersicht ist in Fig. 356 in Ansicht von oben die Stellung des Drahtes zum Magneten und der Zusammenhang zwischen der durch den Pfeil bezeichneten Stromrichtung mit der Ablenkung der ursprünglich zum Drahte parallel stehenden Nadel *ns* angedeutet. Die Ablenkungsrichtung

---

[1]) Oder mehrere parallel geschaltete Elemente.

[2]) Einer größeren Zuhörerschaft macht man die Nadelbewegung durch angeklebte farbige Papierfahnen sichtbar.

[3]) Das heißt die Ablenkungen sind umgekehrt proportional der Entfernung; eine für kurze Nadeln und nicht zu große Ablenkungen annähernd richtige Regel siehe weiter unten Kap. VIII.

leibt dieselbe und nur ihre Größe vermindert sich, wenn der Draht aus der Iittelstellung $a$ in eine der beiden seitlichen Stellungen $b$ oder $c$ verschoben ird.

Kehrt man die Stromrichtung mittels des Umschalters oder durch Ver- uschung der Leiterenden am galvanischen Element um, so kehrt sich auch ie Ablenkungsrichtung um.

Zweiter Versuch: *Der verbindende Leiter kann aus mehreren ver- nigten Drähten oder Metallstreifen bestehen. Die Natur des Metalles ändert en Erfolg nicht, es sei denn vielleicht in Hinsicht der Größe. Wir haben rähte aus Platin, Gold, Silber, Messing und Eisen, ferner Zinn- und Blei- reifen und Quecksilber mit gleichem Erfolge gebraucht. Wird der Leiter urch Wasser unterbrochen, so bleibt nicht alle Wirkung aus, es sei denn, die Vasserstrecke sei mehrere Zoll lang.*

Der genaue Nachweis, daß die Wirkung bei gleicher Stromstärke weder om Material noch vom Querschnitt des Leiters abhängig ist, ist zuerst von

Fig. 356.

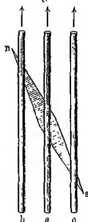



Fig. 357.



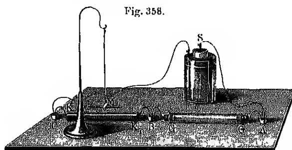

Ampère[1]), später von Barlow[2]) und von Fechner geführt werden. Man muß dazu den Strom gleichzeitig die verschiedenen Leiter durchfließen lassen, indem man nach dem Vorgange von Fechner[3]) den Stromkreisleiter aus mehreren Stücken zusammensetzt (Fig. 357) und dann die Magnetnadel darüber hinwegführt; die Ablenkung ist für alle Teile des Leiters gleich groß. Es sei jedoch bemerkt, daß die Unabhängigkeit vom Leiterquerschnitt nur für kreisförmigen Querschnitt strenge gilt, für andere Querschnitte dagegen nur so lange, als der größte Durchmesser des Leiters klein gegen den Abstand der Nadel ist.

Dritter Versuch. Für nichtmetallische Leiter ist derselbe Nachweis t genügender Genauigkeit zuerst von R. Kohlrausch[4]) geführt werden. Wir nnen dazu die Versuchsanordnung, Fig. 358, benutzen. $A$, $B$ und $C$ sind ecksilbernäpfe; zwischen $B$ und $C$ ist der Metallstab $KK_1$, zwischen $B$ und $A$ e Glasröhre $GG_1$ eingeschaltet, welche z. B. Kupfervitriollösung enthält. re Enden sind durch Korke verschlossen, durch welche Kupferdrähte hinein- en. Die Richtung $CBA$ fällt in den magnetischen Meridian. Eine über $K_1$ aufgehängte, nötigenfalls durch eine Hülle gegen Luftströmungen ge- hützte Magnetnadel erfährt eine Ablenkung, die am besten mittels Spiegel d Skala beobachtet wird. Vertauschen wir nun den Metallstab $KK_1$ mit

[1]) Gilberts Ann. 67, 123 (1821).
[2]) Schweiggers Journ. 44, 367 (2825).
[3]) Maßbestimmungen über die galvanische Kette 1831. Fechner llte übrigens die Nadel quer zum Leiter und maß nicht Ablenkungen, sondern derungen der Schwingungsdauer.
[4]) Pogg. Ann. 97, 401.

der Flüssigkeitssäule $G G_1$, so ändert sich die Ablenkung nicht. Daraus folgt also, daß auch die aus Flüssigkeiten bestehenden Teile eines Stromkreises dieselbe Wirkung ausüben wie seine übrigen Teile. Dies gilt auch von den Flüssigkeiten in dem den Strom erzeugenden Element. Wir können dies zeigen, indem wir in Fig. 358 das Element ausschalten, $A$ mit $C$ direkt durch einen Drahtbogen verbinden und statt der Flüssigkeitssäule $G G_1$ ein Element gleicher Form mit dieser einschalten. Wir erhalten ein solches, indem wir zwei an den Enden abgeschliffene Glasröhren von der halben Länge von $G G_1$ mit ihren Enden einander gegenüber auf die beiden Seiten einer dünnen Tonplatte kitten und dann die eine Seite mit Kupfervitriol, die andere mit Zinkvitriol füllen; die Zuleitungsdrähte bestehen einerseits aus Kupfer, andererseits aus amalgamiertem Zink. Das so gebildete Daniellsche Element liefert dann den Strom, welcher die Magnetnadel ablenkt. Diese Ablenkung bleibt gleich groß, wenn wir das Element mit dem Metallstab vertauschen.

Fig. 358.




Das Resultat des zweiten und dritten Versuches lautet also:

A. Die magnetische Wirkung eines aus beliebigen verschiedenartigen Stücken zusammengesetzten stromdurchflossenen Leiterkreises ist in allen seinen Teilen dieselbe.

**§ 116. Das Magnetfeld des elektrischen Stromes.** Wir haben im ersten Kapitel die magnetischen Wirkungen auf die Existenz eines veränderten Zustandes im Raume zurückgeführt, den wir als magnetisches Feld bezeichneten. Überall, wo wir Bewegungserscheinungen an einer Magnetnadel beobachteten, nahmen wir die Existenz eines solchen Feldes an. Wir müssen also, um konsequent zu sein und nicht dieselben Wirkungen, nämlich die Bewegungen einer Magnetnadel, verschiedenartigen Ursachen zuzuschreiben, folgende Annahme machen:

A. Jeder elektrische Strom erzeugt in seiner Umgebung ein magnetisches Feld.

Es entsteht somit die Aufgabe, die Richtung und Stärke dieses Feldes in ihrer Abhängigkeit von der Stromstärke und der Gestalt des Stromleiters zu untersuchen. Wir beginnen mit der Untersuchung eines geradlinig ausgespannten Drahtes.

Erster Versuch: Wir benutzen die in Fig. 355 dargestellte Anordnung, hängen jedoch die Magnetnadel an einem Kokonfaden auf, so daß wir die Nadel bequem in verschiedene Stellungen zu dem ausgespannten Drahte

[b]ringen und auch Ablenkungen um eine wagerechte Achse, wie in *Fig.* 361 [u]nd 362, beobachten können.

Die Figg. 359 bis 362 zeigen, von der Ostseite her gesehen, die Ab[l]enkungen, wenn der Strom die Richtung des Pfeiles hat und die Nadel sich [ü]ber, unter, vor oder hinter dem Drahte im gleichen Abstande $r$ befindet. Die punktierte Linie $r$ deutet gleichzeitig die jedesmalige Drehungsachse der Nadel an.

Wenn wir die Stromrichtung umkehren, so kehren sich auch die Nadel[a]blenkungen um.


Fig. 359.


Fig. 360.

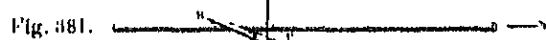

Fig. 361.


Fig. 362.

Die Ablenkungsrichtungen ergeben sich aus folgender von Ampère[1]) herrührender Regel:

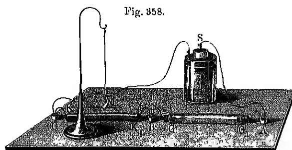
II. „Denkt man sich *in der Stromrichtung, also von der Kupfer-* oder Kohlenelektrode des Elementes durch den Draht zur Zinkelektrode, schwimmend, und das Gesicht der Magnetnadel zugewendet, so wird der Nordpol der Nadel nach links abgelenkt.“

Zweiter Versuch: Aus dem ersten Versuch folgt, daß, wenn der Strom parallel dem magnetischen Meridian, also parallel der horizontalen Kraftkomponente des Erdfeldes fließt, stets eine Ablenkung der Nadel erfolgt. Die Richtung des aus dem Erdfelde und dem Felde des Stromes zusammengesetzten resultierenden Feldes bildet also einen Winkel mit dem Drahte; daraus folgt notwendig, daß auch das Stromfeld allein unter irgend einem Winkel gegen den Draht geneigt sein muß; denn wäre es dem Drahte parallel, so würde es bloß eine Verstärkung oder Schwächung des Erdfeldes, nicht aber eine Ablenkung bewirken. Wir können die Richtung des Stromfeldes dadurch finden, daß wir diejenigen Lagen eines in der Hand zu haltenden, gerade ausgespannten Drahtstückes $ab$ aufsuchen (Fig. 363[2]), in denen ein den Draht durchfließender Strom eine Magnetnadel unabgelenkt läßt. Der Versuch ergibt, daß die Nadel in Ruhe bleibt, wenn sich der Draht $ab$ in einer Ebene $E$ (Fig. 364) befindet, die die Nadel halbiert und von der Nadelachse senkrecht durchsetzt wird. In der Fig. 364 sind einige solche Lagen des Drahtes angedeutet. Wir werden den Resultaten sowohl dieses als auch des ersten Versuches durch folgende Annahme gerecht:

[1]) Ann. d. chimie et physique 15, 59 und 170 (1820).
[2]) Nach H. Kolbe, Einf. i. d. Elektr. II, S. 54.

der Flüssigkeitssäule $GG_1$, so ändert sich die Ablenkung nicht. Daraus folgt also, daß auch die aus Flüssigkeiten bestehenden Teile eines Stromkreises dieselbe Wirkung ausüben wie seine übrigen Teile. Dies gilt auch von den Flüssigkeiten in dem den Strom erzeugenden Element. Wir können dies zeigen, indem wir in Fig. 358 das Element ausschalten, $A$ mit $C$ direkt durch einen Drahtbogen verbinden und statt der Flüssigkeitssäule $GG_1$ ein Element gleicher Form mit dieser einschalten. Wir erhalten ein solches, indem wir zwei an den Enden abgeschliffene Glasröhren von der halben Länge von $GG_1$ mit ihren Enden einander gegenüber auf die beiden Seiten einer dünnen Tonplatte kitten und dann die eine Seite mit Kupfervitriol, die andere mit Zinkvitriol füllen; die Zuleitungsdrähte bestehen einerseits aus Kupfer, andererseits aus amalgamiertem Zink. Das so gebildete Daniellsche Element liefert dann den Strom, welcher die Magnetnadel ablenkt. Diese Ablenkung bleibt gleich groß, wenn wir das Element mit dem Metallstab vertauschen.

Fig. 358.



Das Resultat des zweiten und dritten Versuches lautet also:

A. Die magnetische Wirkung eines aus beliebigen verschiedenartigen Stücken zusammengesetzten stromdurchflossenen Leiterkreises ist in allen seinen Teilen dieselbe.

**§ 116. Das Magnetfeld des elektrischen Stromes.** Wir haben im ersten Kapitel die magnetischen Wirkungen auf die Existenz eines veränderten Zustandes im Raume zurückgeführt, den wir als magnetisches Feld bezeichneten. Überall, wo wir Bewegungserscheinungen an einer Magnetnadel beobachteten, nahmen wir die Existenz eines solchen Feldes an. Wir müssen also, um konsequent zu sein und nicht dieselben Wirkungen, nämlich die Bewegungen einer Magnetnadel, verschiedenartigen Ursachen zuzuschreiben, folgende Annahme machen:

A. Jeder elektrische Strom erzeugt in seiner Umgebung ein magnetisches Feld.

Es entsteht somit die Aufgabe, die Richtung und Stärke dieses Feldes in ihrer Abhängigkeit von der Stromstärke und der Gestalt des Stromleiters zu untersuchen. Wir beginnen mit der Untersuchung eines geradlinig ausgespannten Drahtes.

Erster Versuch: Wir benutzen die in Fig. 355 dargestellte Anordnung, hängen jedoch die Magnetnadel an einem Kokonfaden auf, so daß wir die Nadel bequem in verschiedene Stellungen zu dem ausgespannten Drahte

bringen und auch Ablenkungen um eine wagerechte Achse, wie in *Fig.* 361 und 362, beobachten können.

Die Figg. 359 bis 362 zeigen, von der Ostseite her gesehen, die Ablenkungen, wenn der Strom die Richtung des Pfeiles hat und die Nadel sich über, unter, vor oder hinter dem Drahte im gleichen Abstande *r* befindet. Die punktierte Linie *r* deutet gleichzeitig die jedesmalige Drehungsachse der Nadel an.

Wenn wir die Stromrichtung umkehren, so kehren sich auch die Nadelablenkungen um.

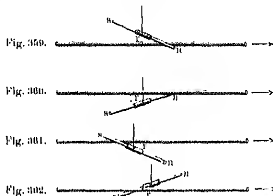


Fig. 359. Fig. 360. Fig. 361. Fig. 362.

Die Ablenkungsrichtungen ergeben sich aus folgender von Ampère[1] herrührender Regel:

B. „Denkt man sich in der Stromrichtung, also von der Kupfer- oder Kohlenelektrode des Elementes durch den Draht zur Zinkelektrode, schwimmend, und das Gesicht der Magnetnadel zugewendet, so wird der Nordpol der Nadel nach links abgelenkt."

Zweiter Versuch: Aus dem ersten Versuch folgt, daß, wenn der Strom parallel dem magnetischen Meridian, also parallel der horizontalen Kraftkomponente des Erdfeldes fließt, stets eine Ablenkung der Nadel erfolgt. Die Richtung des aus dem Erdfelde und dem Felde des Stromes zusammengesetzten resultierenden Feldes bildet also einen Winkel mit dem Drahte; daraus folgt notwendig, daß auch das Stromfeld allein unter irgend einem Winkel gegen den Draht geneigt sein muß; denn wäre es dem Drahte parallel, so würde es bloß eine Verstärkung oder Schwächung des Erdfeldes, nicht aber eine Ablenkung bewirken. Wir können die Richtung des Stromfeldes dadurch finden, daß wir diejenigen Lagen eines in der Hand zu haltenden, gerade ausgespannten Drahtstückes *ab* aufsuchen (Fig. 363[2]), in denen ein den Draht durchfließender Strom eine Magnetnadel unabgelenkt läßt. Der Versuch ergibt, daß die Nadel in Ruhe bleibt, wenn sich der Draht *ab* in einer Ebene *F* (Fig. 364) befindet, die die Nadel halbiert und von der Nadelachse senkrecht durchsetzt wird. In der Fig. 364 sind einige solche Lagen des Drahtes angedeutet. Wir werden den Resultaten sowohl dieses als auch des ersten Versuches durch folgende Annahme gerecht:

[1] Ann. d. chimie et physique 15, 59 und 170 (1820).
[2] Nach H. Kolbe, Einf. i. d. Elektr. II, S. 54.

6. Das Magnetfeld eines stromdurchflossenen geraden Drahtes besteht aus kreisförmigen Kraftlinien, die den Draht konzentrisch umgeben.

Blickt man in der Stromrichtung am Draht entlang, so umkreisen die Kraftlinien den Draht im Uhrzeigersinne.

Fig. 365a zeigt, wie die Horizontalkomponente $H'$ des Stromfeldes $H$ auf eine parallel dem Drahte stehende und um eine senkrechte Achse drehbare Nadel ein Drehungsmoment ausübt. Fig. 365b zeigt, daß ein (das Papier bei $O$ von vorn nach hinten durchsetzender) Strom, der in einer durch den Nadelmittelpunkt gehenden zur Nadel senkrechten Ebene verläuft, keine Ablenkung hervorbringen kann, da die angreifenden Kräfte sich das Gleichgewicht halten.

Fig. 363.

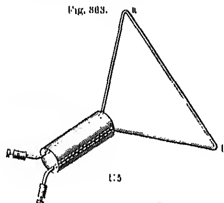



Fig. 364.

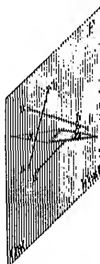


Fig. 365a.

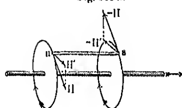
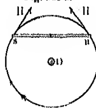



Fig. 365b.




Schon Oersted selbst sagt:

> „*Es läßt sich aus dem, was beobachtet worden, schließen, daß der elektrische Konflikt in Kreisen fortgehe.*"

Doch scheint er dabei weniger an magnetische Kraftlinien, als eine in Kreis- oder Spiralbahnen um den Draht herum erfolgende Bewegung der Elektrizität selbst gedacht zu haben. Völlig klar wurde dagegen die Kreisgestalt der Kraftlinien bald darauf von T. J. Seebeck[1]) erkannt und durch Feilspanbilder direkt nachgewiesen.

Dritter Versuch: Wir führen einen Draht senkrecht durch ein Loch in einem Kartonblatt, bestreuen das Blatt mit Eisenpulver und schicken einen

[1]) Berl. Ber. 1821. — Ostwalds Klassiker 63.

äftigen Strom durch den Draht[1]). Bei leichtem Klopfen gegen das Blatt tsteht ein Feilspanbild, wie Fig. 366 zeigt.

Eine Einrichtung zur Projektion des Versuches im Horizontalprojektions-parat zeigt Fig. 367.

Fig. 366.

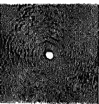
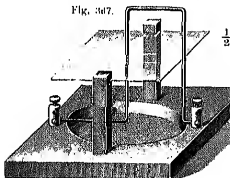


Fig. 367.




Die Existenz eines magnetischen Feldes in der Umgebung eines jeden elek-ischen Stromes ist von grundlegender Bedeutung für unsere Auffassung von dem rgang des Stromes überhaupt.

Hatten wir im fünften Kapitel den Strom im wesentlichen im Sinne der alten eorie als ein Fließen der Elektrizität im Drahte selbst aufgefaßt, so sehen wir zt, daß jedenfalls mit diesem Vorgange im Drahte immer auch ein anderer rknüpft ist, der seinen Sitz im umgebenden Raume hat und identisch mit jenigen Zustandsänderung des Raumes ist, die wir im ersten und zweiten Kapitel magnetisches Feld kennen gelernt haben. Ja es scheint danach sogar die Auf-ssung möglich, daß der ganze, mit dem Namen „elektrischer Strom" bezeich-e Vorgang im umgebenden Raume stattfindet, und daß der Draht nur leichsam das Geleise darstellt, nach dem sich vermöge eines im übrigen unbe-nnten Zusammenhanges der Vorgang richtet, etwa so, wie ein Eisenbahnzug ngs seines Geleises zu fahren gezwungen ist, ohne daß deshalb das Fahren des ges ein Vorgang im Geleise selbst ist. In der Tat ist die Maxwellsche Theorie hließlich zu dieser extremen Konsequenz gelangt.

Für die Maxwellsche Theorie bedeutet demnach die Aussage, daß „in" em Drahte ein „elektrischer Strom in der einen oder anderen Rich-ng fließe", nur eine Umschreibung der Beobachtungstatsache, daß der aht von magnetischen Kraftlinien im einen oder anderen Umlaufs-nne umkreist werde.

Wir werden auf die Bedeutung dieser Auffassung und auf die in neuester Zeit ihr vorgenommenen Abänderungen, durch welche auch die Vorgänge im Drahte ıa wieder mehr berücksichtigt werden, später noch ausführlicher zurückkommen.

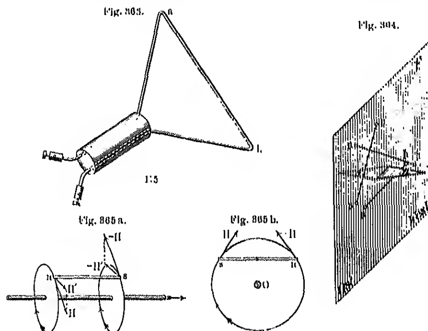
**§ 117. Galvanoskope; Multiplikatoren.** Die Wirkung eines Stromes f eine Magnetnadel bietet ein bequemes Mittel, das Vorhandensein und die htung eines Stromes nachzuweisen. Apparate, welche hierzu dienen, ßen Galvanoskope[2]). Sind sie durch Vermehrung der Drahtwindungen n Nachweise sehr schwacher Ströme eingerichtet, so heißen sie Multipli-toren[3]), sind sie außerdem noch zur Messung der Stromstärke geeignet, heißen sie Galvanometer[4]).

[1]) Als Stromquelle eignet sich ein Akkumulator oder mehrere parallel geschaltete nen- oder Tauchelemente. Die Stromstärke muß etwa 10 bis 15 Ampère betragen.
[2]) Erman (1821).
[3]) Schweigger (1820); Poggendorff (1821).
[4]) Ampère (1820).

6. Das Magnetfeld eines stromdurchflossenen geraden Drahtes besteht aus kreisförmigen Kraftlinien, die den Draht konzentrisch umgeben.

Blickt man in der Stromrichtung am Draht entlang, so umkreisen die Kraftlinien den Draht im Uhrzeigersinne.

Fig. 365a zeigt, wie die Horizontalkomponente $H'$ des Stromfeldes $H$ auf eine parallel dem Drahte stehende und um eine senkrechte Achse dreh-




bare Nadel ein Drehungsmoment ausübt. Fig. 365b zeigt, daß ein (das Papier bei $O$ von vorn nach hinten durchsetzender) Strom, der in einer durch den Nadelmittelpunkt gehenden zur Nadel senkrechten Ebene verläuft, keine Ablenkung hervorbringen kann, da die angreifenden Kräfte sich das Gleichgewicht halten.

Schon Oersted selbst sagt:

> „*Es läßt sich aus dem, was beobachtet worden, schließen, daß der elektrische Konflikt in Kreisen fortgehe.*“

Doch scheint er dabei weniger an magnetische Kraftlinien, als eine in Kreis- oder Spiralbahnen um den Draht herum erfolgende Bewegung der Elektrizität selbst gedacht zu haben. Völlig klar wurde dagegen die Kreisgestalt der Kraftlinien bald darauf von T. J. Seebeck[1] erkannt und durch Feilspanbilder direkt nachgewiesen.

Dritter Versuch: Wir führen einen Draht senkrecht durch ein Loch in einem Kartonblatt, bestreuen das Blatt mit Eisenpulver und schicken einen

[1] Berl. Ber. 1821. — Ostwalds Klassiker 63.

kräftigen Strom durch den Draht[1]). Bei leichtem Klopfen gegen das Blatt entsteht ein Feilspanbild, wie Fig. 366 zeigt.

Eine Einrichtung zur Projektion des Versuches im Horizontalprojektionsapparat zeigt Fig. 367.

Fig. 366.

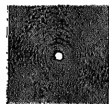
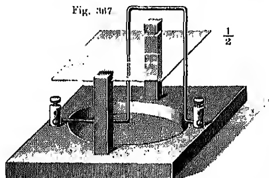


Fig. 367.




Die Existenz eines magnetischen Feldes in der Umgebung eines jeden elektrischen Stromes ist von grundlegender Bedeutung für unsere Auffassung von dem Vorgang des Stromes überhaupt.

Hatten wir im fünften Kapitel den Strom im wesentlichen im Sinne der alten Theorie als ein Fließen der Elektrizität im Drahte selbst aufgefaßt, so sehen wir jetzt, daß jedenfalls mit diesem Vorgange im Drahte immer auch ein anderer verknüpft ist, der seinen Sitz im umgebenden Raume hat und identisch mit derjenigen Zustandsänderung des Raumes ist, die wir im ersten und zweiten Kapitel als magnetisches Feld kennen gelernt haben. Ja es scheint danach sogar die Auffassung möglich, daß der ganze, mit dem Namen „elektrischer Strom“ bezeichnete Vorgang im umgebenden Raume stattfindet, und daß der Draht nur gleichsam das Geleise darstellt, nach dem sich vermöge eines im übrigen unbekannten *Zusammenhanges der Vorgang richtet*, etwa so, wie ein Eisenbahnzug längs seines Geleises zu fahren gezwungen ist, ohne daß deshalb das Fahren des Zuges ein Vorgang im Geleise selbst ist. In der Tat ist die Maxwellsche Theorie schließlich zu dieser extremen Konsequenz gelangt.

Für die Maxwellsche Theorie bedeutet demnach die Aussage, daß „in“ einem Drahte ein „elektrischer Strom in der einen oder anderen Richtung fließe“, nur eine Umschreibung der Beobachtungstatsache, daß der Draht von magnetischen Kraftlinien im einen oder anderen Umlaufssinn umkreist werde.

Wir werden auf die Bedeutung dieser Auffassung und auf die in neuester Zeit an ihr vorgenommenen Abänderungen, durch welche auch die Vorgänge im Drahte selbst wieder mehr berücksichtigt werden, später noch ausführlicher zurückkommen.

**§ 117. *Galvanoskope; Multiplikatoren.*** Die Wirkung eines Stromes auf eine Magnetnadel bietet ein bequemes Mittel, das Vorhandensein und die Richtung eines Stromes nachzuweisen. Apparate, welche hierzu dienen, heißen Galvanoskope[2]). Sind sie durch Vermehrung der Drahtwindungen zum Nachweise sehr schwacher Ströme eingerichtet, so heißen sie Multiplikatoren[3]), sind sie außerdem noch zur Messung der Stromstärke geeignet, so heißen sie Galvanometer[4]).

1) Als Stromquelle eignet sich ein Akkumulator oder mehrere parallel geschaltete Bunsen- oder Tauchelemente. Die Stromstärke muß etwa 10 bis 15 Ampère betragen.

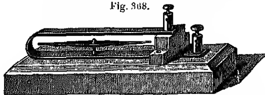
2) Erman (1821).

3) Schweigger (1820); Poggendorff (1821).

4) Ampère (1820).

Fig. 368 zeigt ein Galvanoskop der einfachsten Art. Da die Stromrichtung in dem oberen Teile des Kupferbügels derjenigen im unteren Teile

Fig. 368.



entgegengesetzt ist, so müssen sich die nach Satz C des vorigen Paragraphen vorhandenen Fehler der beiden Leiterteile im Zwischenraume addieren. Die Wirkung auf die Nadel wird also etwa das Doppelte der Wirkung eines gleich weit entfernten einfachen Drahtes betragen.

Eine noch viel beträchtlichere Vermehrung der Wirkung erhält man mittels des „Multiplikators“:

Der Multiplikator ist ein Galvanoskop mit zahlreichen, die Magnetnadel umgebenden Drahtwindungen, deren Felder sich sämtlich am Orte der Nadel addieren, so daß bei gleicher Stromstärke die Wirkung des Multiplikators etwa der Windungszahl $U$ proportional ist; man erhält also die gleiche Nadelablenkung, die man mit einem einfachen Drahtbügel von einem bestimmten Strome erhalten würde, bei Anwendung eines Multiplikators schon von einem etwa $U$ mal schwächeren Strome. Genau gilt die Proportionalität der Empfindlichkeit mit der Windungszahl jedoch nicht, weil ja die äußeren Windungen einen größeren Abstand von der Nadel haben als die inneren.

Fig. 369.

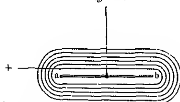



Fig. 370.

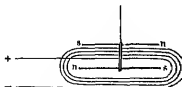



Fig. 369 zeigt die schematische Anordnung der Drahtwindungen um die an einem Kokonfaden aufgehängte Magnetnadel.

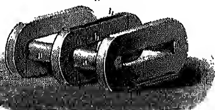
Nobili[1]) hat die Empfindlichkeit des Multiplikators noch weiter erhöht, indem er statt der einfachen Nadel ein sogenanntes „astatisches Nadelpaar“ anwandte. Dieses besteht aus zwei möglichst gleichen Nadeln, die an einer gemeinsamen Achse so befestigt sind, daß ihre Pole entgegengesetzte Richtung haben (Fig. 370). Es ist klar, daß der Erdmagnetismus auf ein solches Nadelpaar nur eine ganz geringe, von der unvermeidlichen Differenz der magnetischen Momente beider Nadeln herrührende Richtkraft ausübt.

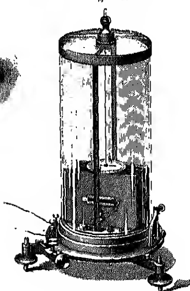
Hängt man ein derartiges Nadelpaar in eine stromdurchflossene Drahtspule, so summiert sich die Wirkung der Windungen auf die innere Nadel genau wie beim einfachen Multiplikator. Die Wirkung auf die äußere Nadel ist gleich der Differenz der Wirkungen der oberen und der unteren Windungs-

[1]) Pogg. Ann. 8, 338 (1826).

...ch; wegen der größeren Nähe der oberen Hälften überwiegt deren Wirkung, ...somit die gleiche Richtung hat wie die Wirkung auf die innere Nadel und ... noch ein wenig verstärkt. Der Hauptvorteil gegenüber der einfachen Nadel ...ht offenbar in der Verringerung der Richtkraft des Erdmagnetismus.

Fig. 371 stellt die Einrichtung eines Holzrähmchens dar, das zur Auf...me der Drahtwindungen des Multiplikators dient. Die untere Nadel wird ...h den Spalt *h* in den Zwischenraum der Windungen eingeführt.


Fig. 371.


Fig. 372.

...de nach dem Zwecke, zu wel...n der Multiplikator gebraucht ...den soll, hat er weniger, 50 bis ... Windungen eines Drahtes von ... 1 mm Durchmesser, oder sehr ...e, 8000 bis 25 000 Windungen ...s möglichst dünnen Drahtes ...eres über die geeignetste Be...ckelung siehe § 133.

In Fig. 372 ist des historischen ...resses wegen ein vollständiger ...tiplikator von der Form dar...tellt, die ihm du Bois-Reymond bei seinen Versuchen über tierische ...ktrizität gegeben hat. Die obere Nadel spielt über einem Teilkreise, ... ganze Instrument ist um eine senkrechte Achse drehbar, um die Windungs...ne parallel zum magnetischen Meridian stellen zu können.

Die Ablenkung der Nadeln aus ihrer Gleichgewichtslage wächst natür... mit der Stromstärke, doch ist die Beziehung zwischen dem Ablenkungs...kel und der Stromstärke so kompliziert, daß sie sich nicht allgemein aus ...oretischen Betrachtungen, sondern nur für jedes spezielle Instrument durch ...suche ermitteln läßt. Soll deshalb der Multiplikator auch für Messungen ...nen, so muß man ihm besondere Formen geben, die in § 119 als Gal...nometer beschrieben werden sollen.

Die Empfindlichkeit des Multiplikators wächst in dem Maße, in welchem ... das Nadelpaar mehr und mehr der vollkommenen Astasie nähert. Die ...ehmende Astasie hat aber einige Erscheinungen im Gefolge, ohne deren ...ntnis die Behandlung empfindlicher Multiplikatoren und Galvanometer ...hst schwierig wird. Wir wollen sie hier nur kurz anführen.

Zunächst bemerkt man, daß ein astatisches Nadelpaar sich nicht mehr ...den magnetischen Meridian einstellt, sondern daß es bei wachsender Astasie ...en immer größeren Winkel mit dem Meridian macht, um endlich nahezu ...htwinkelig auf ihm zu stehen.

Dieser Umstand beeinträchtigt die Brauchbarkeit des Instrumentes durchaus nicht, man hat nur den Apparat um seine vertikale Achse so zu drehen, daß die Ebene der Windungen mit der Ebene der Nadeln parallel bleibt. Den Grund der anfangs auffallenden Erscheinung hat schon Nobili richtig darin erkannt, daß die magnetischen Achsen der beiden Nadeln nie genau in dieselbe Vertikalebene fallen oder, mit anderen Worten, daß die Horizontalprojektionen der beiden Achsen immer einen, wenn auch sehr kleinen Winkel miteinander bilden.

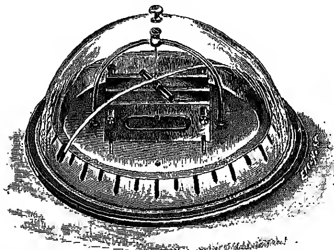
Fig. 373.




Angenommen, $NS$ und $N'S'$, Fig. 373, seien die Horizontalprojektionen der magnetischen Achsen der beiden Nadeln, so ist leicht einzusehen, daß die Nadelhälften $ON$ und $ON'$ zusammen wie die nordmagnetische Hälfte, die anderen beiden Nadelhälften $OS$ und $OS'$ wie die südmagnetische Hälfte eines schwachen Magneten $ns$ wirken, der auf dem astatischen Nadelpaar senkrecht steht, oder, falls die Nadeln ungleich stark magnetisch sind, einen anderen Winkel damit bildet.

Wenn die Kraft, mit welcher der Erdmagnetismus das Nadelpaar richtet, infolge der nahe vollkommenen Astasie sehr gering geworden ist, so fängt der zwar unbedeutende, aber fast unvermeidliche Eisengehalt des Windungs-

Fig. 374.



drahtes an, störend zu wirken. In einem solchen Falle ist es nicht möglich, die Nadel auf der Nullinie zum Einstehen zu bringen, sie weicht stets nach der einen oder anderen Seite ab.

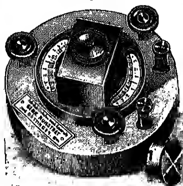
Auch der Farbstoff der zur Drahtumspinnung manchmal benutzten gefärbten Seide ist meist eisenhaltig. Man benutze also zur Bewickelung hochempfindlicher Multiplikatoren (und auch der weiter unten beschriebenen Galvanometer) nur chemisch reines Kupfer mit ungefärbter Seidenbespinnung.

Zum Schluß seien noch einige moderne Galvanoskope kurz beschrieben. Fig. 374 zeigt einen speziell für Unterrichtszwecke gebauten Multiplikator von Hartmann und Braun. Er entsteht aus dem bereits in Fig. 47 ab-

ebildeten Magnetometer durch Überschieben zweier passender Drahtspulen. Hinzufügung eines zweiten Magneten verwandelt die einfache in eine astatische Nadel. Einschiebbare Kupferhülsen (s. § 119, Abschnitt 4) bewirken Dämpfung der Schwingungen.

Sehr leicht transportabel und bequem zu handhaben ist das in Fig. 375 abgebildete von F. Paschen konstruierte Galvanoskop[1]). Die sehr kleine Magnetnadel und die Spulen sind von einem Eisengehäuse umgeben, wodurch das Erdfeld beträchtlich geschwächt, die Wirkung des Stromfeldes auf die Nadel also verstärkt wird (s. auch § 119, Abschnitt 5). Mittels zweier auf der Oberseite des Eisengehäuses befindlicher Schrauben wird ein im Innern befindlicher Richtmagnet gedreht oder in der Vertikalen verschoben, behufs Regulierung der Empfindlichkeit und Einstellung eines mit der Nadel verbundenen Zeigers auf den Nullpunkt der Gradteilung. Über Empfindlichkeit, Widerstand der Spulen usw. siehe die Tabelle auf S. 368.

Fig. 375.



§ 118. **Elektromagnetisches Strommaß; Tangentenbussole.** Wir hatten in § 115 (Satz A) gesehen, daß die magnetische Wirkung eines Stromleiters in allen seinen Teilen dieselbe ist; hierdurch eignet sich diese Wirkung ganz besonders zur Messung der Stromstärke. Wir können geradezu eine

„absolute elektromagnetische Stromeinheit"

definieren, indem wir festsetzen:

„Elektromagnetische Stromeinheit ist derjenige Strom, der, einen Leiter von ganz bestimmter Gestalt durchfließend, an einem bestimmten Punkte in der Umgebung des Leiters ein magnetisches Feld von bestimmter Stärke erzeugt."

Die Gestalt des Leiters, die Lage des Feldpunktes und die Normalfeldstärke müssen durch Übereinkunft bestimmt werden, wobei natürlich theoretische und praktische Erwägungen mitspielen. Wir setzen zunächst fest:

A. Der Leiter habe die Gestalt eines Kreises; die Feldstärke werde im Mittelpunkt dieses Kreises gemessen.

Wir messen die Feldstärke ähnlich, wie in § 22 diejenige eines Magnetstabes, indem wir sie mit der Stärke des Erdfeldes vergleichen. Stellen wir nämlich den Leiterkreis so auf, daß das Stromfeld $H$ senkrecht zum Erdfelde $H_0$ steht (Fig. 376), so bildet die Richtung des aus beiden entstehenden resultierenden Feldes $H'$ mit der Richtung $H_0$ einen Winkel $\varphi$, für den $tg\,\varphi = H/H_0$ oder

$$H = H_0 \cdot tg\,\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Zur Messung des Winkels $\varphi$ zwischen $H'$ und $H_0$ dient genau wie früher eine Magnetnadel, deren Ablenkung aus dem Meridian direkt den Winkel $\varphi$

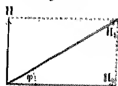
[1]) Fabrikant: Gebr. Ruhstrat, Göttingen.

angibt. Da das Stromfeld nach obiger Festsetzung im Mittelpunkt des Kreises gemessen werden soll, so muß die Nadel so klein gegen den Kreisdurchmesser sein, daß das Feld im ganzen Bereiche der Nadelbewegung als homogen betrachtet werden kann.

Um aus der gemessenen Feldstärke auf die Stromstärke schließen zu können, muß man den Zusammenhang zwischen beiden Größen kennen.

Man könnte nun zunächst daran denken, diesen Zusammenhang durch den Versuch zu bestimmen, indem man die Ströme gemäß den Festsetzungen der Paragraphen 108 und 111, aus der Entladungsgeschwindigkeit bekannter Kapazitäten oder aus dem elektrostatisch gemessenen Potentialgefälle an geeignet gewählten großen Widerständen bestimmt und die magnetischen Wirkungen der so gemessenen Ströme vergleicht. Man würde jedoch sofort bemerken, daß die magnetischen Wirkungen derartiger Ströme viel zu schwach sind, um mittels eines einfachen Kreisstromes nachgewiesen zu werden; man bedarf zu ihrem Nachweis der weiter unten in § 119 zu besprechenden empfindlichen Spiegelgalvanometer.

Fig. 376.




Ein viel empfehlenswerterer Weg besteht darin, daß man eine neue Definition der „Stromstärke“ einführt, indem man festsetzt:

B. Die „Stromstärke“ ist dem magnetischen Felde des Stromes proportional.

Daß die so definierte Stromstärke sich von der früheren mittels elektrostatischer Wirkungen definierten nur durch einen von der Wahl der Einheiten abhängigen Faktor unterscheidet, wird später besonders nachgewiesen werden.

Setzen wir also gemäß unserer Definition

$$J = k\,H \qquad (2)$$

wo $J$ die Stromstärke in einem Kreisstrom, $H$ das Stromfeld im Mittelpunkt und $k$ ein von der Wahl der Einheit abhängiger Faktor, so ergibt sich aus (1) und (2):

$$\underline{J = k\,H_e\,\mathrm{tg}\,\varphi} \qquad (3)$$

Diese Gleichung gilt natürlich nur, wenn das Stromfeld senkrecht zum magnetischen Meridian gerichtet ist; welche Stellung des Kreisstromes dieser Bedingung entspricht, ist noch zu untersuchen.

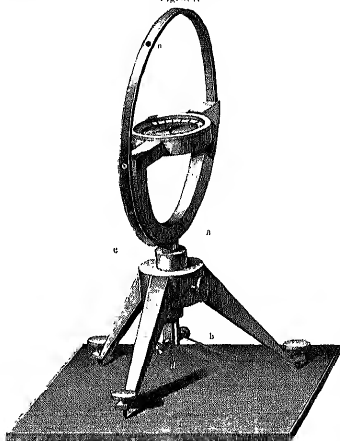
Das geschilderte Meßprinzip ist zuerst von Pouillet[1]) angewandt worden; das von ihm angegebene Meßinstrument besteht im wesentlichen aus einem um eine senkrechte Achse drehbaren Kreisstrom und einer in dessen Mitte aufgehängten kleinen Magnetnadel mit Teilkreis; es hat wegen der durch Gleichung (3) ausgedrückten Proportionalität zwischen Stromstärke und Tangente des Ablenkungswinkels den Namen „Tangentenbussole“ erhalten.

Fig. 377 zeigt eine einfache Ausführungsform der Tangentenbussole; ein Kupferband $c$ ist kreisförmig gebogen bis auf die Enden $ab$ und $cd$, die nahezu parallel zueinander und durch einen Elfenbeinstreifen isoliert verlaufen und in zwei Klemmen endigen. In der Mitte des Kreises befindet

[1]) C. R. 4, 267 (1837).

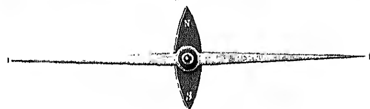
h die in Fig. 378 besonders abgebildete kurze Nadel $NS$ mit einem über em Teilkreise spielenden Zeiger $ii$. Die ganze Vorrichtung ist mittels

Fig. 377.



nes konischen Zapfens in einem Dreifuß drehbar. Eine für sehr genaue essungen eingerichtete Bussole nach F. Kohlrausch[1]) zeigt Fig. 379; die

Fig. 378.



blesung erfolgt mittels Spiegel und Skala[2]). Für Vorlesungszwecke ist e in Fig. 380 abgebildete Bussole nach Hartmann u. Braun konstruiert.

[1]) Wied. Ann. 15, 552 (1882). Fabrikant: Hartmann u. Braun, Frankfurt a. M.

[2]) *Die Spiegelablesung wurde* zur Strommessung zuerst von W. Weber (im ahre 1838) angewandt.

Sie entsteht aus dem in Fig. 47 abgebildeten Magnetometer durch Hinzufügung des auf einem hölzernen Fuße befestigten Leiterkreises (vgl. auch Fig. 374). Für unsere folgenden Versuche über die Wirkungsweise der Tangentenbussole, namentlich über die Richtung des Stromfeldes,

Fig. 379.

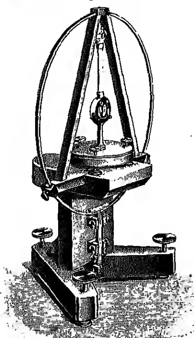
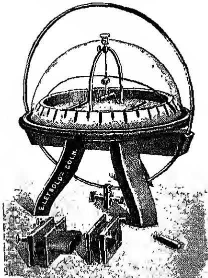
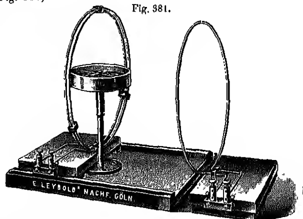


Fig. 380.




über seine Abhängigkeit von der Größe des Leiterkreises und von seiner Windungszahl ist eine von E. Grimsehl[1]) herrührende Anordnung sehr geeignet (Fig. 381):

Fig. 381.



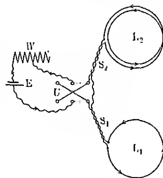

Von zwei auf einem hölzernen Schlitten verschiebbaren Stromkreisen besteht der eine aus einer Windung, der andere aus zwei eng nebeneinander

[1]) Physik. Zeitschr. 3, 462 (1902). [Fabrikanten E. Leybold, Nachf., Köln; A. Krüss, Hamburg.

verlaufenden kreisförmigen Windungen von 10 cm Radius. Beide Kreise lassen sich so auf den Schlitten aufschieben, daß eine ähnlich wie in Fig. 378 gebaute Magnetnadel sich genau im Mittelpunkte der Windungen befindet.

Fig. 382 zeigt die Art der Einschaltung in den Stromkreis; es bedeutet: $E$ ein galvanisches Element von möglichst konstanter Wirkung (am besten ein Akkumulator), $W$ einen Regulierwiderstand von etwa 10 Ohm, $U$ einen Stromwender, $S_1$ und $S_2$ zwei Doppelleitungsschnüre von etwa 2 m Länge, $L_1$ und $L_2$ die beiden Kreisleiter.

Fig. 382.




An Stelle der Doppelleitungsschnüre können auch gewöhnliche zusammengedrillte Drähte benutzt werden. Durch die Verdrillung wird bewirkt, daß keine störende Wirkung der Zuleitungen auf die Magnetnadel stattfindet; denn da in den dicht nebeneinander verlaufenden Drähten der Strom gleiche Stärke, aber entgegengesetzte Richtung hat, so heben sich die Wirkungen auf.

Erster Versuch: Wir bringen beide Kreisleiter auf den Schlitten und stellen sie so, daß die Kreisebene parallel dem magnetischen Meridian, also parallel der Nadel liegt. Schicken wir dann einen Strom in gleicher Richtung durch beide Leiter, so erfolgt eine Ablenkung der Nadel.

Wir unterbrechen den Strom und drehen das ganze Gestell so, daß die Kreisebene senkrecht zum magnetischen Meridian, d. h. senkrecht zur Richtung der unabgelenkten Nadel steht. Schließen wir jetzt den Strom, so erhalten wir keine Ablenkung, das Stromfeld ist jetzt also dem Erdfelde parallel gerichtet, oder:

C. Das Feld eines Kreisstromes im Mittelpunkte des Kreises steht senkrecht auf der Kreisebene.

Daraus folgt, daß Gleichung (3) gilt, wenn wir die Kreisebene parallel zum Meridian stellen.

Zweiter Versuch: Wir bringen zuerst den einfachen Kreisleiter $L_1$ mit seiner Ebene parallel dem magnetischen Meridian über die Nadel, während wir den ebenfalls in den Stromlauf eingeschalteten doppelten Kreisleiter $L_2$ so weit wie möglich entfernen, so daß er keine merkliche Einwirkung auf die Nadel ausübt. Auch den Widerstand $W$ entfernen wir möglichst von der Nadel, um eine magnetische Einwirkung seiner Drahtwindungen auszuschließen.

Von der Abwesenheit störender Einflüsse des ganzen übrigen Leiterkreises, außer $L_1$ selbst, überzeugen wir uns einfach dadurch, daß wir die Enden der Doppelschnur $S_1$ von $L_1$ trennen und untereinander verbinden; $L_1$ ist jetzt völlig ausgeschaltet, und der nunmehr bloß im übrigen Kreise fließende Strom darf keinen Ausschlag der Nadel hervorbringen. Eventuell können wir durch geeignete Drehung von $W$ und $L_2$ für Verschwinden des etwa noch vorhandenen Ausschlages sorgen.

Wir lassen jetzt einen Strom durch die Leiter fließen und erhalten zunächst einen von $L_1$ allein herrührenden Ausschlag $\varphi_1$. Dann entfernen wir, ohne am Stromlauf etwas zu ändern, $L_1$ und schieben $L_2$ auf; es entsteht ein größerer Ausschlag $\varphi_2$. Endlich schieben wir auch $L_1$ wieder auf,

der abermals vergrößerte Ausschlag betrage jetzt $\varphi_3$. Die drei Ausschläge sind bei gleich bleibender Stromstärke, aber verschiedenen Windungszahlen des Kreisstromes, die im Verhältnis 1:2:3 stehen, erhalten. Folgende Tabelle enthält die Resultate einer ausgeführten Beobachtung:

| Windungszahl $n$ | Ablenkung $\varphi$ | $tg\ \varphi$ | $n/tg\ \varphi$ |
|---|---|---|---|
| 1 | 22,0 | 0,40 | 2,50 |
| 2 | 38,5 | 0,80 | 2,50 |
| 3 | 50,0 | 1,19 | 2,52 |

Zu ganz ähnlichen Resultaten gelangen wir, wenn wir durch geeignete Verschiebungen des Regulierwiderstandes der Stromstärke kleinere oder größere Werte geben; stets ist $n/tg\ \varphi$ konstant, oder:

D. Es besteht bei gleicher Stromstärke Proportionalität zwischen der Windungszahl und der Tangente des Ablenkungswinkels.

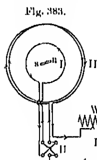
Oder wegen Gleichung (1):

E. Das Magnetfeld eines aus mehreren Windungen bestehenden Kreisstromes ist der Windungszahl proportional.

Da wir die Stromstärke oben durch Definition proportional dem Stromfelde gesetzt haben, so folgt, daß $n$ vom gleichen Strome durchflossene Windungen dieselbe Wirkung ausüben wie der $n$-fache Strom in einer einzigen Windung. Dieses experimentelle Ergebnis zeigt, daß unsere Definition B sehr zweckmäßig gewählt ist; denn ebenso, wie sich das Feld mehrerer Ströme hier als die Summe der von jedem von ihnen herrührenden Einzelfelder ergibt, so können wir nunmehr auch in Gedanken jeden einen Draht durchfließenden Strom in eine beliebige Anzahl von einzelnen „Stromfäden" zerlegt denken und entsprechend das Stromfeld in eine Reihe von Einzelfeldern zerlegen, die von den einzelnen Fäden herrühren. Eine derartige Zerlegung ist bei manchen theoretischen Betrachtungen sehr zweckmäßig.

Dritter Versuch: Wir stellen die Tangentenbussole I mit einfachem Leiterkreis so auf eine Unterlage, daß wir sie mit einem aus zwei Windungen vom doppelten Radius bestehenden Kreise II konzentrisch umgeben können (Fig. 383), und leiten den Strom in entgegengesetzter Richtung durch die beiden Kreise. Die Wirkung auf die Nadel ist Null. Zur Kontrolle kehren wir den Strom im äußeren oder im inneren Kreise allein um und erhalten einen kräftigen Ausschlag. Da der doppelt gewundene Kreis ebenso wirkt wie ein einfacher mit doppelter Stromstärke, so folgt, daß im Mittelpunkte eines Kreises vom Radius $2r$ ein Strom von der Stärke $2J$ dieselbe, ein Strom $J$ also eine halb so große Wirkung ausübt wie der Strom $J$ im Mittelpunkte eines Kreises vom Radius $r$. Mit anderen Worten:

Fig. 383.



F. Das magnetische Feld im Mittelpunkte eines Kreisstromes ist dem Radius des Kreisstromes umgekehrt proportional.

Bezeichnen wir also mit $n$ die Windungszahl, mit $r$ den Radius der Tangentenbussole und mit $J$ die Stromstärke, so erhalten wir als mathematischen Ausdruck der gefundenen Sätze:

$$H = k \cdot n \cdot J / r \quad \ldots \quad (4)$$

und

$$tg\,\varphi = H / H_0 = k \cdot n \cdot J / r H_0 \quad \ldots \quad (5)$$

oder

$$J = r H_0 \cdot tg\,\varphi / k n \quad \ldots \quad (6)$$

Gleichung (6) enthält eine Definition der „elektromagnetischen Stromeinheit", wenn eine geeignete Festsetzung über die Größe des Faktors $k$ getroffen wird.

Aus Gründen, die mit der Formulierung der im Kapitel VIII zu besprechenden elektromagnetischen Grundgesetze zusammenhängen, ist es praktisch

$$\underline{k = 2\pi} \quad \ldots \quad (7)$$

zu setzen, so daß man erhält:

$$\underline{H = 2\pi n J / r} \quad \ldots \quad (8)$$

und

$$\underline{J = \frac{r \cdot H_0}{2\pi n} \cdot tg\,\varphi} \quad \ldots \quad (9)$$

Durch Gleichung (8) ist die elektromagnetische Stromeinheit folgendermaßen definiert:

G. Stromeinheit ist derjenige Strom, der im Mittelpunkte eines Drahtkreises von 1 cm Radius ein magnetisches Feld von der Stärke 2.$\pi$ erzeugt[1]).

Gleichung (9) gibt an, wie man aus der Ablenkung der Nadel einer Tangentenbussole von gemessenen Dimensionen und dem anderweitig bestimmten Werte der *Horizontalintensität* des Erdfeldes die absolute Stärke eines Stromes bestimmen kann. Wir wollen die absoluten elektromagnetischen Einheiten als „CGS-Einheiten" bezeichnen, zum Unterschiede von den früher definierten „elektrostatischen" cgs-Einheiten.

Die absolute CGS-Einheit des Stromes ist für die Praxis unbequem groß, da Ströme von etwa 2 Einheiten bereits die Grenze der bei gewöhnlichen Laboratoriumsversuchen vorkommenden Intensitäten darstellen. So hat z. B. der Strom einer Projektionsbogenlampe etwa eine Stärke von 1 bis 2 Einheiten.

*Man* hat deshalb eine „praktische *Einheit*" *definiert*, die gleich $1/_{10}$ der absoluten Einheit ist und als ein „Ampere" — abgekürzt: 1 A — bezeichnet wird[2]). Es ist also

1 Ampere = 0,1 absolute Einheiten,

oder *abgekürzt:*

1 A = 0,1 CGS-E.

[1]) Der Urheber dieser Definition ist W. Weber (R. Kohlrausch und W. Weber, Elektrodynamische Maßbestimmungen IV, Leipzig 1856); es ist deshalb bedauerlich, daß für die weiter unten definierte praktische Stromeinheit der Name Ampères und nicht Webers gewählt worden ist. Weber benutzte übrigens Milligramm und Millimeter als Einheiten, so daß seine Stromeinheit 100mal kleiner war als die jetzige.

[2]) Internationaler Elektrotechnikerkongreß, Paris 1881. Wied. Ann. 14, 708 (1881).

Bei Messung des Stromes in Ampere gehen die Gleichungen (8) und (9) über in:

$$H = \frac{0{,}2 \cdot \pi n J_A}{r} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8a)$$

$$J_A = \frac{10\, r H_0}{2 \pi n} \cdot tg\, \varphi \quad \ldots \ldots \ldots \quad (9a)$$

Die Ausdrücke:

$$C = r \cdot H_0 / 2 \pi n \quad \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

und

$$C_A = 10 \cdot r \cdot H_0 / 2 \pi n \quad \ldots \ldots \quad (10a)$$

bezeichnet man als „Reduktionsfaktoren" der Tangentenbussole auf absolutes bzw. auf praktisches Strommaß.

Bei sehr genauen Messungen muß der Umstand berücksichtigt werden, daß die Pole der Nadel sich nicht im Mittelpunkte des Stromkreises befinden und daß sie ferner durch die Ablenkung aus der Kreisebene heraustreten; wenn sich aber die Pole der Nadel bei verschiedenen Stromstärken an verschiedenen Stellen des Feldes befinden, so gilt die Proportionalität zwischen Feld und Stromstärke nicht mehr. Das Feld des Stromes nimmt von der Stromkreisebene nach außen hin ab, die Ablenkungen wachsen also langsamer als nach dem einfachen Tangentengesetz. H. v. Helmholtz[1]) und Gaugain[2]) haben gezeigt, daß dieser Fehler bedeutend verkleinert wird, wenn man die Nadel außerhalb der Kreisebene in einem Punkte der Achse des Kreises aufstellt, der von seiner Ebene um $r/2$ entfernt ist.

Der Reduktionsfaktor einer solchen Helmholtz-Gaugainschen Tangentenbussole lautet:

$$C = 1{,}397 \cdot r H_0 / 2 \pi n \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

Die in Fig. 379 abgebildete Tangentenbussole nach Kohlrausch gestattet eine derartige Verschiebung der Nadel aus der Windungsebene heraus.

Anwendungsbereich der Tangentenbussole:

1. Relative Strommessung. Will man bloß Stromstärken miteinander vergleichen, ohne daß es auf Kenntnis des Absolutwertes ankommt, so kann eine Tangentenbussole ohne weiteres dazu benutzt werden, falls ihre Windungszahl und ihr Windungsdurchmesser geeignet gewählt sind, so daß ein passender Ausschlag entsteht. Bei Ablesung an einer Gradteilung ist die prozentische Genauigkeit der Ablesung bei einem Ausschlag von 45° am größten. Für schwächere Ströme wird man Spiegelablesung vorziehen.

Ist $L$ der Abstand der Skala vom Spiegel, in Skalenteilen gemessen, und $n$ der Ausschlag in Skalenteilen, so ist der Drehungswinkel durch folgende Gleichung gegeben:

$$\varphi = [1/2 \cdot arctg(n/L)] \quad \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

In Kohlrauschs Lehrbuch der praktischen Physik befindet sich eine Tabelle, mittels der die abgelesenen Ausschläge durch Subtraktion kleiner Korrektionen den Tangenten der Ablenkungswinkel proportional gemacht werden können. Solange $n/L$ kleiner als $1/6$ ist, beträgt die Korrektion

---

[1]) Sitzungsber. d. physik. Ges. Berlin 1849.

[2]) C. R. 36, 191 (1853). Pogg. Ann. 88, 442.

iger als 1 Proz., so daß man die Ströme meist ohne weiteres den Skalen-
ssungen proportional setzen kann.

II. *Absolute Strommessung.* Zur Messung von Strömen in abso-
em Maß muß man den Reduktionsfaktor $C$ der Tangentenbussole kennen.
i den zur Berechnung von $C$ nach Gleichung (10) oder (10a) nötigen
ößen lassen sich $r$ und $n$ ohne weiteres messen bzw. zählen. Dagegen be-
f die Bestimmung der Horizontalintensität des Erdmagnetismus $H_0$ einer
esmaligen besonderen Messung, da sich ja $H_0$ im Laufe der Zeit ändert.
Messung muß an demselben Orte ausgeführt werden, an dem nachher
Tangentenbussole stehen soll, da in Laboratoriumsräumen manchmal
rch eiserne Träger in der Wand oder eiserne Gasrohre $H_0$ abnorme Werte
. Der Reduktionsfaktor ist also sowohl räumlich als auch zeitlich ver-
derlich und eine absolute Strommessung mit der Tangentenbussole ist
*großen Unbequemlichkeiten verknüpft.*

III. *Eichung von Strommessern.* Wegen der oben erwähnten
wierigkeiten zieht man es *im allgemeinen vor, Ströme von mehr als etwa*
A nicht mit der Tangentenbussole zu messen, sondern mit anderen Instru-
nten, deren Angaben möglichst unabhängig vom Aufstellungsort und von
Zeit sind; die Skala dieser „technischen Strommesser" (siehe
pitel VIII) ist empirisch *geeicht.* Zu dieser einmaligen Eichung kann die
ngentenbussole dienen; man schaltet diese mit dem zu eichenden Instrument
tereinander in denselben Stromkreis, gibt dem Strom mittels eines Wider-
ndes eine Reihe verschiedener Werte, für die man gleichzeitig beide
trumente abliest und erhält so zunächst eine relative Skala des zu eichen-
Instrumentes. Dann muß man noch eine Bestimmung von $H_0$ (s. § 25)
führen, um $C$ zu berechnen und damit die Absolutwerte der Skala *fest-*
*egen.*

Aber auch diese bloß einmal auszuführende absolute Auswertung der Tan-
tenbussole ist wegen der Umständlichkeit der $H_0$-Bestimmung nicht jedermanns
he und nur bei sehr großer Geschicklichkeit mit der Genauigkeit auszuführen,
der man die Skala eines Strommessers ablesen und verschiedene Strommesser
einander *vergleichen kann. Man hat sich deshalb nach anderen Wirkungen des*
mes umgesehen, die relativ einfacher zu messen und von zeitlichen Veränderungen
sind und deren Vergleichung mit dem absoluten Strommaß durch besondere Ver-
sreihen sorgfältig ausgeführt ist. Eine derartige Wirkung des Stromes ist die
anische Zersetzung von Lösungen, die wir bereits in § 118 kennen gelernt haben.
Da, wie im Kapitel VII gezeigt werden wird, die Menge der in fester oder
förmiger Form ausgeschiedenen Zersetzungsprodukte eines Elektrolyten dem
dukte aus Stromstärke und Zeit proportional ist, so kann man aus den in einer
*immten Zeit abgeschiedenen Zersetzungsprodukten die mittlere Stromstärke*
rend dieser Zeit berechnen und damit den Skalenwert eines in den Stromkreis
geschalteten Strommessers bestimmen. Über die Ausführung derartiger chemi-
r Stromeichungen und die dazu dienenden, „Voltameter" genannten Apparate
weiter unten, Kap. VII.

Über Stromeichungen mit dem „Kompensationsapparat" s. § 140.

Bei mäßigen Anforderungen an die Genauigkeit genügt es natürlich,
Tangentenbussole so aufzustellen, daß sie mindestens einige Meter von
ßeren Eisenteilen entfernt ist und für $H_0$ den aus Tabellen (s. Kap. „Erd-
gnetismus") zu entnehmenden Wert einzusetzen.

**§ 119. Nadelgalvanometer.** Mit dem Namen Galvanometer be-
hnet man jedes Instrument, das zur relativen Messung elektrischer

Ströme geeignet ist. Wir beschreiben zunächst nur die „Nadelgalvanometer", so genannt, weil bei ihnen ein beweglicher Magnet, dessen Form allerdings von der einer Nadel vielfach stark abweicht, zur Messung des eine feste Spule durchfließenden Stromes dient.

„Spulengalvanometer", bei denen eine bewegliche Spule im Felde eines festen Magneten schwingt, sollen in Kapitel VIII beschrieben werden.

Während bei der Tangentenbussole die Rücksicht auf Berechenbarkeit der Wirkung in absolutem Maße nur weite Windungen und damit nur ziemlich geringe Empfindlichkeit erlaubte, macht man bei den Galvanometern die Windungen so eng wie möglich, um eine möglichst große Empfindlichkeit zu erzielen.

Die Proportionalität zwischen der Tangente des Ablenkungswinkels und der Stromstärke ist bei Anwendung der Spiegelablesung einigermaßen erfüllt; denn die Bewegungen der Nadelenden sind meist klein gegen die kleinsten Abstände zwischen Nadel und Windungen, so daß man die durch die Nadelbewegung verursachte Änderung des auf die Nadel wirkenden Feldes vernachlässigen kann. Bei genaueren Messungen ist eine Kalibrierung der Skala mittels einer der weiter unten in § 136 beschriebenen Methoden anzuraten.

Wir beginnen mit einer Beschreibung der allen Nadelgalvanometern gemeinschaftlichen Hauptteile:

1. Die „Nadel" oder das „Gehänge" besteht aus dem Magnet, dem Spiegel und manchmal noch aus einer Dämpfungsvorrichtung (s. weiter unten, Abschnitt 4 dieses Paragraphen).

Die genannten Teile sind untereinander fest verbunden und an einem Kokonfaden oder neuerdings auch an einem Quarzfaden[1]) aufgehängt.

Von verschiedenen Formen des Magneten seien außer der einfachen Nadelform noch genannt: Eine aufgeschlitzte Glocke (Siemensscher Glockenmagnet, Fig. 388 und 389); ein vertikal hängender Ring (Meyerstein, Edelmann, Fig. 390); eine vertikal hängende Scheibe (Wiedemann Fig. 391); mehrere parallel zueinander auf die Achse oder auf den Spiegel aufgeklebte aus einer Uhrfeder geschnittene kurze Nadeln (W. Thomson, du Bois und Rubens und andere).

Der Spiegel besteht aus einer möglichst dünnen, versilberten Glasscheibe und ist nach Bedarf eben oder konkav. Bei dem scheibenförmigen Wiedemannschen Magnet ist die Spiegelfläche direkt an einer Seite des Magneten angeschliffen[2]).

2. Die Wickelung besteht aus mehr oder weniger zahlreichen voneinander isolierten Drahtwindungen, welche entweder in einer einzigen oder in mehreren getrennten Abteilungen auf einen oder mehrere Rahmen gewickelt sind. Die Drahtrahmen sind entweder ein- für allemal befestigt oder, was vorzuziehen ist, in verschiedenem Abstande von dem Magneten verstellbar und mit anderen Drahtspulen vertauschbar. Wenn die Wickelung aus mehreren Abteilungen oder Spulen besteht, so ist es zweckmäßig, jede Abteilung zu einem be-

---

[1]) Nach V. Boys.

[2]) Ein ähnlicher Spiegelmagnet, aber mit seiner magnetischen Achse senkrecht zur Spiegelebene, findet sich bereits bei W. Weber, Elektrodynamische Maßbestimmungen 1, 18 (1846).

sonderen Klemmenpaar zu führen, so daß man nach Bedarf eine oder mehrere Spulen einschalten und auch die Spulen parallel oder hintereinander verbinden kann (s. auch § 133).

3. Die **Ablesevorrichtung** besteht, wenn genaue Messungen beabsichtigt sind, meist aus Fernrohr und Skala. Für geringere Ansprüche an Genauigkeit, sowie für Demonstrationen im Hörsaal benutzt man die sogenannte **objektive Ablesung** (Fig. 384 und 385). Das Licht eines er-

Fig. 384.

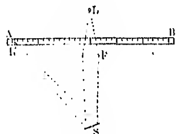



Fig. 385.

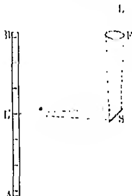
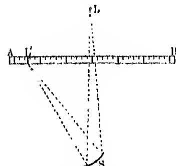



Fig. 386.




leuchteten Spaltes $L$ oder noch einfacher, des Fadens einer Glühlampe oder Nernstlampe wird durch eine Linse $F$ konvergent gemacht und fällt auf den Galvanometerspiegel $S$, von dem es auf eine Skala $AB$ reflektiert wird, auf der bei richtiger Einstellung der Linse ein reelles Bild $L'$ (s. Bd. II, § 78) der Lichtquelle entworfen wird. Statt durch Linse und Planspiegel kann das Bild auch ohne Linse direkt durch einen konkaven Galvanometerspiegel entworfen werden (Fig. 386).

*Die Vorderfläche der Skala hat man sich in den Figuren 384 bis 386 durch eine Drehung um 90° um ihre Längsachse senkrecht zur Zeichnungsebene gestellt zu denken.*

4. Die **Dämpfung**. Um die Schwingungen des Magnets vor dem Eintreten der neuen Gleichgewichtslage abzukürzen oder ganz zu unterdrücken, werden Dämpfungsvorrichtungen angebracht. Dieselben beruhen entweder auf mechanischen oder auf elektromagnetischen Wirkungen.

Bei den **mechanischen Dämpfungen** wird die Nadel durch den Widerstand, den eine mitschwingende Platte in Luft[1] oder in einer tropfbaren Flüssigkeit erleidet, in ihren Bewegungen aufgehalten.

Die häufiger angewendete elektromagnetische Dämpfung beruht auf der Rückwirkung von elektrischen Strömen, die der Magnet durch seine Bewegung

[1] A. Töpler, „Über einige Anwendungen der Luftreibung bei Meßinstrumenten". Wien. Ber. 1873; Pogg. Ann. 149, 416.

in umgebenden Leitern erzeugt. Diese Ströme (Induktionsströme) werden wir später (Kap. IX) kennen lernen. Hier genügt zu wissen, daß diese Dämpfung desto stärker ist, je besser leitend nach Material und Form und je näher am Magnet gelegen die umgebenden Metallmassen sind. Man gibt ihnen die Form dickwandiger kupferner Gehäuse [1]. Verteilhaft ist es auch, diese Metallmassen in verschiedene Abstände vom Magnet bringen zu können (regulierbare Dämpfung).

Die rascheste Einstellung der Nadel erreicht man, wenn man die Dämpfung so einreguliert, daß die Nadel ihre Bewegung gerade „aperiodisch" ausführt, d. h. ohne Umkehrung ihrer Richtung in die neue Ruhelage hineingeht [2]. Ist die Dämpfung geringer, so geht durch die Schwingungen Zeit verloren, ist sie größer, so „kriecht" die Nadel unnötig langsam in ihre Ruhslage.

Da die zur Erreichung des aperiodischen Zustandes nötige Dämpfung nicht nur von der Gestalt der Nadel, sondern auch von der wirkenden Richtkraft abhängt, so muß man bei etwaiger Veränderung der Astasierung (siehe Abschnitt 5) eventuell auch die Dämpfung neu einregulieren.

5. Die Astasierung. Nur wenn man die allerhöchste Empfindlichkeit erreichen will, wendet man bei Spiegelgalvanometern astatische Nadelpaare an. Dagegen gebraucht man häufig zur mehr oder weniger weitgehenden Kompensation des Erdmagnetismus einen außerhalb des Instrumentes angebrachten „Richtmagneten" [3]. Mittels desselben kann man nicht nur eine fast völlige Kompensation des Erdfeldes erzielen, so daß fast nur noch der Torsionswiderstand des Aufhängefadens die Nadel richtet, sondern man kann auch der Nadel jede beliebige Richtung erteilen, so daß man nicht nötig hat, die Windungsebene des Galvanometers parallel zum magnetischen Meridian zu stellen. Den Astasierungsgrad beurteilt man am besten aus der Schwingungszahl der Nadel (nachdem man, wenn nötig, die Dämpfung beseitigt hat). Je langsamer die Nadel schwingt, desto geringer ist die Richtkraft, desto größer die Empfindlichkeit.

Bei sehr hochgradiger Astasierung muß man darauf achten, daß der Aufhängefaden nicht tordiert ist; wenn nämlich die Richtkraft des Fadens größer ist als die des Magnetfeldes, so dreht sich die Nadel in Richtung der Fadentorsion, bis sie anschlägt.

6. Schutzvorrichtungen gegen magnetische Störungen. Wenn sich die Richtung des auf die Nadel wirkenden Feldes ändert, so ändert sich auch ihre Ruhelage; finden diese Änderungen unregelmäßig und plötzlich statt, so ist eine genaue Ablesung unmöglich. Sehen wir von den meist langsamen und geringfügigen Änderungen des eigentlichen Erdfeldes ab, so kommen namentlich die von den elektrischen Straßenbahnen und sonstigen elektrischen Anlagen verursachten störenden Felder in Betracht.

Die Magnetfelder, die von den Elektromagneten der Straßenbahnmotoren und der zur Stromerzeugung dienenden Dynamomaschinen, ferner von den in den Drahtleitungen selbst und durch den Erdboden fließenden Strömen erzeugt werden, wirken in ganz unregelmäßiger Weise störend auf die Nadel

[1] W. Weber, Elektrodynamische Maßbestimmungen 1, 18 (1846), wandte als erster diese Dämpfungsmethode an einem Magnetometer an.

[2] E. du Bois-Reymond, Berl. Ber. 1869 u. 1870.

[3] Melloni, Arch. de l'électr. 1, 662 (1841).

eines *Galvanometers ein. Ferner können auch an anderen Stellen des Laboratoriums* erzeugte oder veränderte magnetische Felder störend einwirken.

Zum Schutze gegen derartige Störungen umgibt man sehr empfindliche Galvanometer mit Schutzhüllen aus Eisen[1]) (vgl. § 47); zwei moderne Formen derartiger „Panzergalvanometer" nach du Bois und Rubens zeigen die Fig. 397 und 398.

Ein sehr störender Übelstand beim Gebrauch des Panzergalvanometers ist die „magnetische Nachwirkung" im Eisenpanzer. Nach jeder Verstellung der Richtmagnete ändert sich auch der im Panzer induzierte Magnetismus und nimmt erst nach einiger Zeit einen konstanten Endwert an. Diese Änderungen machen sich durch ein *„Wandern" des Nullpunktes der Nadel bemerkbar.*

Praktisch völlig frei von magnetischen Störungen sind die bereits erwähnten „Spulengalvanometer" (weiter unten Kap. VIII).

7. Mechanische Störungen; Juliussche Aufhängung. Die sehr leichten Nadeln hochempfindlicher Galvanometer geraten auch durch mechanische Erschütterungen, die z. B. durch vorüberfahrende Wagen oder auch bloßes Gehen im Beobachtungszimmer erzeugt werden, in störende Schwingungen. Diese Bewegungen werden, wie Julius[2]) gezeigt hat, beträchtlich verringert und praktisch so gut wie unschädlich gemacht, wenn man das Galvanometer an drei möglichst dünnen und langen Stahldrähten aufhängt. Fig. 399 auf S. 396 (nach Siemens u. Halske mit du Bois-Rubensschem Panzergalvanometer) zeigt eine derartige Aufhängung, doch hat man sich die Drähte viel länger zu denken; die Regulierungsschrauben dienen dazu, den Schwerpunkt der ganzen an den Drähten hängenden Masse genau in die Ebenen der unteren Drahtenden zu bringen, da in dieser Lage der Schutz am größten ist. Zur Dämpfung der Pendelschwingungen des Ganzen dient ein in Öl tauchendes Blechkreuz.

Ausführungsformen:

Des historischen Interesses halber sei erwähnt, daß die ersten Spiegelgalvanometer W. Webers Magnete von einem halben bis zu mehreren Kilogrammen Gewicht besaßen, die an etwa 1 m langen mehrfachen Seidenfäden hingen; die Skala befand sich in mehreren Metern Entfernung; die Schwingungsdauer des völlig ungedämpften Magneten betrug etwa 14 Sekunden, so daß die Ablenkungen nur aus den Umkehrpunkten der schwingenden Nadeln errechnet werden konnten. Die außerordentliche Genauigkeit, durch die sich die Untersuchungen Webers auszeichneten, konnte bei Anwendung dieser unhandlichen und untransportablen Instrumente nur unter Aufwendung großer Geduld und umfangreicher Rechnungsarbeit erreicht werden.

Bereits mehr den jetzigen Anforderungen an Bequemlichkeit der Handhabung entsprechend ist das Galvanometer von G. Wiedemann[3]), das in seinen Einzelheiten später mannigfach verändert worden ist. Fig. 387 zeigt es in einer Ausführung von Edelmann in München. Der glockenförmige Magnet (Fig. 388 und 389) schwingt in einer dämpfenden Kupferhülle *D*. Die beiden Spulen $R_1$ und $R_2$ sind längs einer Skala *b* verschiebbar und gegen solche mit anderer Windungszahl vertauschbar, so daß die Empfindlichkeit in weitesten Grenzen geändert werden kann. Wenn auch die

[1]) F. Braun, Zentralztg. f. Optik u. Mechanik 4, 183 (1883). Beibl. d. Ann. d. Phys. 7, 780 (1883).
[2]) Wied. Ann. 56, 151 (1895).
[3]) Pogg. Ann. 89, 504 (1853). Elektrizität 3, § 207, 3. Aufl.

Dämpfung veränderlich sein soll, so benutzt man an Stelle des Glockenmagneten besser den in Fig. 390 dargestellten Ringmagneten oder den

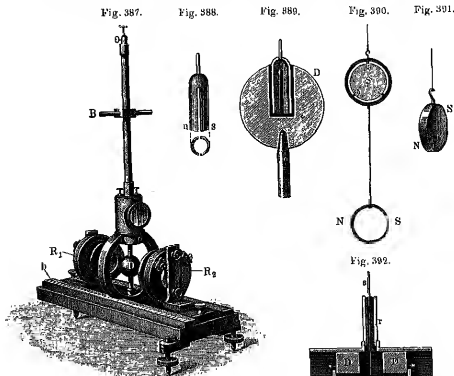



Fig. 387. Fig. 388. Fig. 389. Fig. 390. Fig. 391.

Fig. 392.

Wiedemannschen Scheibenmagneten (Fig. 391) und ordnet den Dämpfer in Gestalt zweier verschiebbarer Kupferringe *D* an (Fig. 392).

Zur Astasierung und Nullpunktseinstellung dient der Richtmagnet *B*. Durch seine weitgehende Verstellbarkeit bildet das Wiedemannsche Galvanometer bei nicht zu großen Ansprüchen an die Empfindlichkeit eine Art von Universalinstrument.

Sehr bequem durch seinen geringen Raumbedarf und leicht transportabel ist das Galvanometer von F. Kohlrausch[1]) (Fig. 393 bis 395). Der mit angeschliffener Spiegelfläche versehene Scheibenmagnet *m* hängt an einem Kokonfaden, der zuerst durch eine kleine Öse geht und auf ein Röllchen *r* aufgewickelt wird. Der aus elektrolytischem Kupfer hergestellte verschiebbare Dämpfer, Fig. 395, paßt in den Windungsrahmen und wird, wenn volle Dämpfung verlangt wird, bis zu einem Anschlag über den Magnet geschoben, den eine zylindrische Höhlung aufnimmt. Die Drahtwindungen bestehen aus zwei Paaren von Lagen dicken und dünnen Drahtes, die so bewickelt sind, daß man über die relativen Empfindlichkeiten 1, 2, 10 und 20 verfügt. Die

---

[1]) Wien. Ber. 67, 101. Fabrikant: Hartmann u. Braun, Frankfurt a. M.

inneren Widerstände der Drahtrollen betragen je nach Kombination ungefähr 1/8, 1/4, 1/2, 12 1/2, 25, 50 Ohm[1]).

Als Stammform der neuesten Konstruktionen von Nadelgalvanometern kann das Instrument von W. Thomson betrachtet werden, das im Jahre 1858 zuerst bei der transatlantischen Kabeltelegraphie gebraucht, an Empfindlichkeit die damals bekannten Galvanometer um mehr als das 1000fache

Fig. 393.

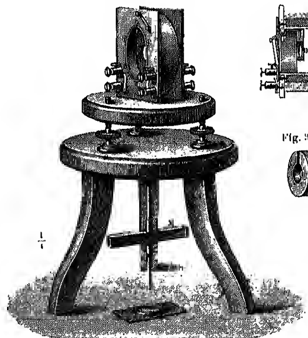


Fig. 394.

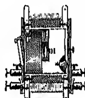


Fig. 395.



übertraf. Fig. 396 zeigt das Instrument mit abgenommener Glashülle; von den vier in Scharnieren beweglichen Drahtspulen sind die vorderen beiden aufgeklappt, um die astatische „Nadel" sichtbar zu machen. Die Magnete bestehen aus je drei bis vier nur wenige Millimeter langen Uhrfederstreifen, die teils auf die Rückseite des zwischen den oberen Spulen schwingenden Spiegels $s$, teils auf ein als Luftdämpfer dienendes Glimmer- oder Aluminiumblättchen $b$ geklebt sind, das zwischen den unteren Spulen schwingt. Die ganze Nadel mit ihrer aus Aluminiumdraht bestehenden Achse wiegt nur Bruchteile eines Grammes.

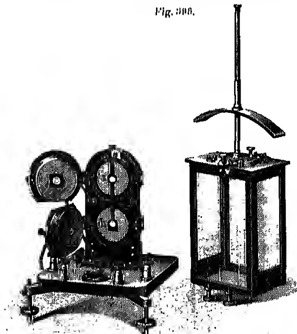
Das Thomsonsche Galvanometer wurde später von du Bois und Rubens[2]) beträchtlich verbessert. Der Kokonfaden wurde durch einen Quarzfaden ersetzt, wodurch bessere Konstanz des Nullpunktes und weitgehendere Astasierungsmöglichkeit erzielt wurde. Das Gewicht des Magnetsystems wurde noch weiter verringert; das leichteste System wiegt nur noch etwa 100 mg. Endlich wurde die Scharnierbewegung der Spulen durch Aufschieben auf Führungsstifte ersetzt, die gleichzeitig auch den Kontakt mit

[1]) Über die Widerstandseinheit, das „Ohm", s. weiter unten § 122.
[2]) Wied. Ann. 48, 236 (1893).

den Zuleitungen vermitteln; dadurch wurde es ermöglicht, Spulen verschiedener Windungszahl rasch gegeneinander auszutauschen. Außer dem vierspuligen astatischen, wurde auch noch nach denselben Konstruktionsprinzipien ein zweispuliges Galvanometer mit einfacher Nadel gebaut. Ferner hat Szymanski ein vereinfachtes Schulmodell des vierspuligen Instrumentes angegeben[1]).

Von einer Abbildung des ursprünglichen du Bois-Rubensschen Galvanometers sehen wir ab, da es von denselben Autoren einige Jahre später[2])

*Fig. 398.*



noch weiter verbessert wurde durch Umwandlung in das gegen magnetische Störungen geschützte Panzergalvanometer.

Fig. 397 zeigt das vierspulige astatische Panzergalvanometer nach Fortnahme des zylindrischen äußeren Stahlpanzers. Die Spulen selbst befinden sich an den Innenflächen halbkugeliger Stahlschalen, die einen zweiten, inneren Panzer bilden. Der Spiegel ist, abweichend von den meisten anderen Konstruktionen, behufs Erzielung größerer Stabilität der leichten Nadeln am unteren Ende derselben angebracht.

Fig. 398 zeigt das nach gleichem Prinzip gebaute zweispulige Kugelpanzergalvanometer in teilweise demontiertem Zustande. Wegen der starken Schirmwirkung der Panzer sind außer den beiden äußeren noch zwei innere Richtmagnete angebracht. Drehung der beiden Magnete eines Paares in entgegengesetzter Richtung wirkt bloß stärkend oder schwächend auf deren Richtkraft; Drehen in gleicher Richtung wirkt verschiebend auf den Null-

[1]) Fabrikant: Keiser u. Schmidt, Berlin.

[2]) Ztschr. f. Instrumentenk. 1900. Fabrikant: Siemens u. Halske, Charlottenburg.

punkt der Nadel. Fig. 399 zeigt das Kugelpanzergalvanometer in Juliusscher Aufhängung (s. oben) im Inneren eines dritten zylindrischen Panzers, der gleichzeitig als Transportgehäuse dient.

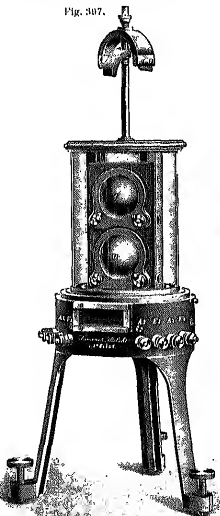


Fig. 397.



Fig. 398.

Die Magnetgehänge haben inklusive Spiegel bei dem vierspuligen Instrument Gewichte von 800 bzw. 60 mg, bei dem zweispuligen von 165 bzw. 80 mg.

Noch leichtere Magnetsysteme von nur 5 bzw. 2 mg Gewicht einschließlich Spiegel haben F. Paschen[1] und V. Boys hergestellt.

Es braucht wohl kaum besonders bemerkt zu werden, daß das Arbeiten mit diesen äußerst empfindlichen Instrumenten ganz besondere Vorsicht und Sachkenntnis erfordert; näheres über die Handhabung erfährt man aus den zitierten Originalbeschreibungen.

Über die geeignete Wickelungsart des Galvanometers, ob viele dünne oder wenige dicke Windungen, s. weiter unten § 183. Über Methoden zur Empfindlichkeitsbestimmung und Graduierung der Skala s. § 196. Bei Galvanometern mit geringem inneren Widerstand und großer Empfindlichkeit treten manchmal thermoelektrische Ströme störend auf; man vermeidet sie dadurch, daß man alle Stellen, wo verschiedenartige metallische Leiter aneinandergrenzen, sorgfältig in Watte verpackt. Die stromführenden Teile des Galvanometers selbst, einschließlich Klemmen, sollen nur aus Kupfer bestehen.

[1] Wied. Ann. 48, 279 (1893) u. 50, 415 (1893).

Nebenschlüsse:

Um hochempfindliche Galvanometer auch für stärkere Ströme benutzen zu können, bringt man nach dem Vorgange von W. Weber[1]) sogenannte

Fig. 399.

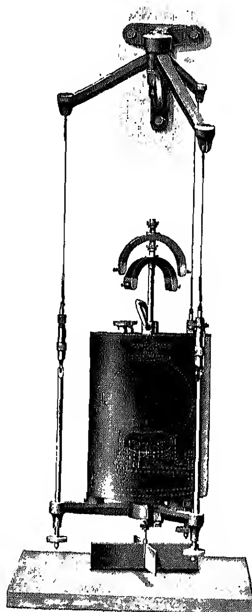


Fig. 400.

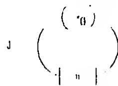
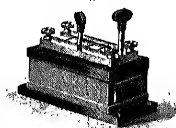



Fig. 401.



„Nebenschlüsse" an, durch die der größte Teil des zu messenden Stromes fließt, während nur ein Bruchteil durch das Galvanometer selbst fließt. Fig. 400 zeigt die Schaltung. Man wählt den Widerstand des Nebenschlusses meist so, daß der das Galvanometer durchfließende Zweigstrom $^1/_{10}$, $^1/_{100}$ usw. des Gesamtstromes beträgt. Fig. 401 zeigt einen Nebenschluß, der so eingerichtet ist, daß die gewünschten Empfindlichkeiten durch Einstecken eines Stöpsels eingestellt werden. Über die Berechnung derartiger Nebenschlüsse s. weiter unten § 186, Abschnitt b.

Differentialgalvanometer: Bei manchen elektrischen Meßmethoden (s. § 130) kommt es darauf an, die genaue Gleichheit zweier gleichzeitig in verschiedenen Stromkreisen fließender Ströme nachzuweisen, ohne daß man die Stromstärke selbst zu kennen braucht. Dies geschieht am besten mit

[1]) Elektrodynamische Maßbestimmungen 1, 21 (1846).

dem „Differentialgalvanometer“[1]), das aus einem Galvanometer mit zwei möglichst gleichen Wickelungen besteht, durch die man die zu vergleichenden Ströme in entgegengesetzter Richtung hindurchschickt; bei Gleichheit der Stromstärken heben sich ihre Wirkungen auf und die Nadel bleibt in Ruhe.

Bei geringen Anforderungen an Genauigkeit kann man jedes der oben beschriebenen Galvanometer, die ja alle mindestens zwei gleiche Spulen haben, als Differentialgalvanometer benutzen. Doch hat die Anordnung der beiden Wickelungen auf getrennten Spulen den Nachteil, daß die genaue gegenseitige Aufhebung der Wirkungen nur dann erfolgt, wenn die Spulen auch genau symmetrisch zur Nadel stehen; kleine Neigungen des Instrumentes können die Kompensation schon vernichten. Größere Genauigkeit erreicht man durch „bifilare Wickelungen“, d. h. durch Aufwickelung zweier parallel laufender Drähte auf denselben Rahmen. In dieser Weise ist z. B. das oben beschriebene *Kohlrausch*sche Galvanometer gewickelt. Dann muß bei jeder beliebigen Nadelstellung die Wirkung von zwei die Drähte in entgegengesetzter Richtung durchfließenden gleichen Strömen gleich Null sein. Man überzeugt sich von der Richtigkeit eines Differentialgalvanometers dadurch, daß ein einziger die beiden Wickelungen in entgegengesetzter Richtung hintereinander durchfließender Strom die Nadel unabgelenkt läßt.

Ballistisches Galvanometer:

In manchen Fällen, z. B. bei der Untersuchung von Induktionsströmen (s. weiter unten Kap. IX), kommt es darauf an, nicht einen konstanten Strom, sondern nur einen kurz dauernden Stromstoß zu messen. Fließt ein solcher Stromstoß nur während einer Zeit, die kurz ist gegen die Schwingungsdauer der Galvanometernadel, so besteht seine Wirkung einfach darin, daß nach Ablauf des Stromstoßes die Nadel zwar eine gewisse Geschwindigkeit erlangt, sich aber noch nicht merklich aus ihrer Ruhelage entfernt hat; die *Weiterbewegung der Nadel findet dann nur vermöge ihrer Trägheit statt.* Es läßt sich zeigen, daß der entstehende erste Ausschlag, also die Entfernung von der Ruhelage bis zu dem Punkte, in dem die Nadel ihre Bewegungsrichtung umkehrt, proportional der gesamten Elektrizitätsmenge ist, die während der Dauer des Stromstoßes durch das Galvanometer geflossen ist.

Man nennt ein zur Messung von Stromstößen geeignetes Galvanometer ein „ballistisches“. Geeignet ist jedes Galvanometer, dessen Schwingungsdauer groß ist im Vergleich zur Dauer der in Betracht kommenden Stromstöße. Bei Induktionsversuchen dürfte eine halbe Schwingungsdauer von etwa 10 Sekunden meist genügen. Die Dämpfung nimmt man möglichst gering, um die der Nadel erteilte Bewegungsenergie möglichst auszunutzen.

*Bei gar nicht oder schwach gedämpfter Nadel* gilt zwischen der Dauer einer halben Schwingung $T$, der ballistischen Empfindlichkeit, d. h. dem Ausschlag für die Einheit der hindurchgegangenen Elektrizitätsmenge, und der Stromempfindlichkeit, d. h. dem Ausschlag für einen konstanten Strom von der Stärke Eins, die Beziehung:

$$\frac{\text{Ballistische Empfindlichkeit}}{\text{Stromempfindlichkeit}} = \pi T \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

[1]) Becquerel, Ann. de chim. et phys. 32, 422 (1826).

Einheit der Elektrizitätsmenge ist hierbei diejenige Menge, die von der Stromeinheit in einer Sekunde transportiert wird.

*Empfindlichkeitstabelle:*

Da bei den verschiedenen Galvanometertypen die Art der Bewickelung und die Astasierung in weiten Grenzen veränderlich sind, so kann man eine Vergleichung der Empfindlichkeit nur ausführen, wenn man alle Galvanometer bei gleicher, durch Astasierung mittels des Richtmagneten einregulierter Schwingungsdauer und bei einer bestimmten Normalwickelung vergleicht. Für andere Schwingungsdauern und andere Wickelungen läßt sich dann die Empfindlichkeit leicht berechnen.

Sind etwa für ein bestimmtes Galvanometer zwei Wickelungen von äußerlich gleicher Gestalt gegeben, von denen aber die eine doppelt so viele Windungen hat wie die andere, so wird die erstere auch die doppelte Stromempfindlichkeit besitzen. Da der Draht dieser Wickelung die doppelte Länge und den halben Querschnitt besitzt, so hat er nach dem *Ohm*schen Gesetz den vierfachen Widerstand der anderen Wickelung; die Stromempfindlichkeit eines Galvanometers für verschiedene äußerlich gleichgestaltete Wickelungen ist also der *Quadratwurzel aus dem Widerstande* der Wickelungen proportional. Ferner ist das Quadrat der Schwingungsdauer der Richtkraft, die die Nadel in ihre Ruhelage zurückzuführen sucht, umgekehrt proportional; der von einem bestimmten Strome erzeugte Ausschlag ist ebenfalls der Richtkraft umgekehrt proportional; also ist die *Empfindlichkeit* eines gegebenen Galvanometers bei verschiedener Astasierung dem *Quadrate der Schwingungsdauer* proportional.

| Bezeichnung des Instrumentes | Normalempfindlichkeit in Skalenteilen pro Mikroampere bei 10″ Schwingungsdauer, 1 Ohm Spulenwiderstand und 1000 Tln. Skalenabstand | Gemessene Empfindlichkeit | | Bemerkungen |
|---|---|---|---|---|
| | | in Skalenteilen pro Mikroampere | bei einem Widerstand in Ohm | |
| Galvanometer n. *G. Wiedemann* | — | 10 | 400 | |
| „ „ *F. Kohlrausch* | — | 2,5 | 50 | |
| „ „ *W. Thomson* | 42 | 3 550 | 7 000 | |
| „ „ *du Bois* u. *Rubens*: | | | | |
| a) zweispulig schwere Nadel | 80 | 1 100 | 200 | Panzergalvanometer |
| b) „ leichte „ | 800 | 11 000 | 200 | |
| c) vierspulig schwere „ | 160 | 3 200 | 400 | |
| d) „ leichte „ | 1000 | 20 000 | 400 | |
| Galvanometer n. *Thomson-Paschen* | 4260 | 27 000 | 40 | Nadel mit Spiegel wiegt bloß 5 mg, Magnete 1 mm lang |
| Demonstrationsgalvanoskop n. *Hartmann* u. *Braun* | — | M.-Amp. 1° = 40 | 10 | Ablesung der Ablenkung am Teilkreise, deshalb die Empfindlichkeit in Mikroampere pro Grad Ablenkung ausgedrückt |
| Galvanoskop n. *Paschen* | — | 1° = 2 | 10 | |
| | — | 1° = 0,2 | 600 | |
| Multiplikator n. *Nobili-du Bois-Reymond* | — | 1° = 0,05 | 10 000 | |

In der vorstehenden Tabelle ist als „Normalempfindlichkeit“ nach den Vorschlägen von Ayrton und Mather[1]) und H. du Bois[2]) der Ausschlag in Skalenteilen für einen Strom von $^{1}/_{1000000}$ Ampere = 1 „Mikroampere“ bezeichnet, wenn die Entfernung zwischen Spiegel und Skala 1000 Skalenteile beträgt, der Widerstand der Wickelung gleich 1 Ohm und die Halbschwingungsdauer gleich 10 Sekunden ist. Bei einigen Instrumenten ist statt dessen auch die „gemessene“ Empfindlichkeit nebst dem wahren Widerstande angegeben; die Zahlen beziehen sich dann auf die mittels der Astasierungsmagnete praktisch erreichbare Höchstempfindlichkeit.

Die experimentellen Methoden zur Empfindlichkeitsbestimmung setzen alle die Kenntnis der Gesetze der Stromverzweigung voraus und können deshalb erst später (§ 130) besprochen werden.

Beispiel für Anwendung der Tabelle:

Es soll die Stromempfindlichkeit eines zweispuligen Panzergalvanometers mit schwerer Nadel bei 5" Schwingungsdauer und einem Spulenwiderstand von 2 × 5 = 10 Ohm bei 2000 Tln. Skalenabstand berechnet werden. Aus der Normalempfindlichkeit 80 erhält man die wahre Empfindlichkeit:

$$80 \cdot \frac{2000}{1000} \cdot \frac{5^2}{10^2} \cdot \sqrt{10} = \sim 126{,}5 \; \frac{\text{Skalenteile}}{\text{Mikroampere}} .$$

Endlich sei noch auf eine vergleichende Studie über Galvanometer von Th. des Coudres[3]) hingewiesen, die manches enthält, was hier übergangen werden mußte.

§ 120. **Verhältnis der elektrostatischen zur elektromagnetischen Stromeinheit.** Haben wir früher (§ 115) gezeigt, daß man mit galvanisch erzeugter Elektrizität elektrostatische Wirkungen hervorbringen kann, so müssen wir nunmehr auch zeigen, daß das Fließen elektrostatisch erzeugter Ladungen durch einen Leitungsdraht magnetische Wirkungen hervorbringt, daß also wirklich der Vorgang im Schließungsdraht eines galvanischen Elementes, der sich nach außen hin durch die Ablenkung einer Magnetnadel bemerkbar macht, mit dem in § 100 als „elektrischer Strom“ bezeichneten Entladungsvorgang wesensgleich ist. Wir haben schon in § 107 darauf aufmerksam gemacht, daß die von einer Elektrisiermaschine gelieferte Elektrizitätsmenge sehr klein gegen die von einer galvanischen Batterie gelieferte Menge ist. Deshalb lassen sich die magnetischen Wirkungen der elektrostatisch erzeugten Elektrizität nur mittels sehr empfindlicher Galvanometer nachweisen[4]).

Wir verbinden die beiden Konduktoren einer Influenzmaschine mit einem Galvanometer, das mindestens 1 Mikroampere zu beobachten gestattet, und setzen die Maschine in Bewegung. Ist die Empfindlichkeit des Galvanometers bekannt, so finden wir, daß der Strom der Maschine einen Ausschlag erzeugt, der je nach deren Größe und Umdrehungsgeschwindigkeit einem Strome von etwa 1 bis 100 Mikroampere entspricht. Bei einem Wiedemannschen Galvanometer mit vier hintereinandergeschalteten Spulen von je 100 Ohm Widerstand erhalten wir z. B. mit einer kleinen Wimshurstmaschine von etwa 20 cm Plattendurchmesser bei einer Kurbelumdrehung

[1]) Phil. Mag. (5) 30, 58 (1890); (5) 46, 349 (1898).
[2]) Verh. d. Ges. Deutsch. Naturf. u. Ärzte, Düsseldorf 1898.
[3]) Elektrotechn. Zeitschr. 18 (1897).
[4]) Colladon, Pogg. Ann. 8, 336 (1826).

pro Sekunde einen Ausschlag von nur 10 bis 15 Skalenteilen. Dagegen würde selbst das schwächste galvanische Element, etwa ein Stückchen Zink und ein dünner Platindraht, zwischen den angefeuchteten Daumen und Zeigefinger je einer Hand gepreßt und mit den Zuleitungen des Galvanometers in Berührung gebracht, das Galvanometer schon über die Skala hinaustreiben.

Da andererseits (vgl. § 85) schon eine geriebene Siegellackstange Hunderte von elektrostatischen Einheiten enthält und die Influenzmaschine in jeder Sekunde eine noch vielmals größere Menge liefert, so folgt, daß ein Strom, der, in elektrostatischem Maß gemessen, Tausende von Einheiten beträgt, in elektromagnetischem Maße nur einen geringen Bruchteil einer Einheit ausmacht.

Kennt man die Ergiebigkeit der Elektrisiermaschine in elektrostatischen Einheiten pro Sekunde, sowie die Empfindlichkeit des Galvanometers in elektromagnetischen Einheiten, so kennt man auch den elektromagnetischen Wert des durch das Galvanometer fließenden Maschinenstromes und erhält durch Division das Verhältnis der beiden Arten von Einheiten.

Dieses Verhältnis ist von einer großen Anzahl von Beobachtern nach verschiedenen Methoden bestimmt worden[1]). Das Mittel sämtlicher Beobachtungen beträgt:

$$\frac{\text{Elektromagnetische Stromeinheit}}{\text{Elektrostatische Stromeinheit}} = c = 3{,}00 \cdot 10^{10} \quad . \quad . \quad (1)$$

Von der ungeheuren Größe dieser Zahl kann man sich eine Vorstellung machen, wenn man bedenkt, daß die elektrostatische Kapazität der Erdkugel gleich ihrem Radius ist, also $0{,}64 \cdot 10^9$ cm beträgt. Würde man also eine Kugel von der Größe der Erde auf eine Spannung von 50 cgs laden, was einer Funkenschlagweite von etwa 4 mm entspricht, so würde diese ungeheure Ladung von $50 \cdot 0{,}64 \cdot 10^9 = 3{,}2 \cdot 10^{10}$ cgs gerade etwas über eine Sekunde lang einen Strom von einer elektromagnetischen (CGS-)Einheit liefern können. Um mit Elektrisiermaschinen einen derartigen Strom zu erzeugen, müßte man Tausende der stärksten Maschinen gleichzeitig wirken lassen.

Es ist eine auffällige Tatsache, daß die Zahl $c$ genau gleich der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum in Zentimetern pro Sekunde ist. Dies ist kein bloß zufälliges Zusammentreffen, sondern ist von fundamentaler Bedeutung für die Maxwellsche Theorie, wie weiter unten Kapitel XI gezeigt werden wird.

Wir teilen an dieser Stelle noch eine einfach auszuführende experimentelle Bestimmung von c mit, obgleich ein Teil der Versuche, nämlich die Eichung des Galvanometers in elektromagnetischem Maß, erst weiter unten genauer mitgeteilt werden kann.

Ein Wiedemannsches Galvanometer, dessen vier Spulen zu je [illegible] Ohm hintereinandergeschaltet waren, hatte eine Empfindlichkeit von 1 Skalenteil für $2{,}8 \cdot 10^{-7}$ A. $= 2{,}8 \cdot 10^{-8}$ CGS.

Eine kleine Wimshurstmaschine von 20 cm Scheibendurchmesser erzeugte in diesem Galvanometer bei einer Kurbelumdrehung pro Sekunde einen Ausschlag von 12,5 Skalenteilen $= 35 \cdot 10^{-8}$ CGS.

Um die Stromstärke der Maschine in elektrostatischem Maße zu ermitteln, wurde die Maschine mit einem Kohlrauschschen Luftkondensator (Fig. 185) verbunden und parallel zu diesem eine Funkenstrecke geschaltet. Die Länge der Funkenstrecke betrug 0,11 cm zwischen Kugeln von 0,5 cm Radius, der Abstand

[1]) Literatur s. [illegible], Rapports du congrès internat. d. physique, Paris 1900.

der Kondensatorplatten betrug 0,21 cm, ihr Radius 7,5 cm. Daraus berechnet sich (Gleichung 3, § 90) die Kapazität des Kondensators zu 67 cm. Die Kapazität der übrigen Leiterteile wurde zu etwa 10 cm geschätzt, so daß die gesamte Kapazität 77 cm betrug. Eine Entladung durch die Funkenstrecke tritt ein, wenn die Spannung 17 cgs beträgt (s. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik, 10. Aufl., Tab. 35). Bei jeder Umdrehung der Maschine sprangen neun Funken über, einer entladenen Elektrizitätsmenge von

$$e = 9 \,.\, 77 \,.\, 17 = 11\,800 \text{ cgs}$$

entsprechend. Da der Maschinenstrom von $35 \,.\, 10^{-8}$ CGS ebenfalls bei einer Umdrehung pro Sekunde erhalten wurde, so ist $e$ gleichzeitig die elektrostatisch gemessene Stromstärke der Maschine. Es ist also

$$c = 11\,800 \,.\, 10^{8}/35 = 3{,}4 \,.\, 10^{10}.$$

Das Resultat ist in Anbetracht der sehr rohen Ausführung der einzelnen Messungen ganz befriedigend.

Daß die erwähnten Bestimmungen der Größe $c$ zu übereinstimmenden Werten führten, obgleich die Stärken der von den *einzelnen Beobachtern* bei ihren Messungen verwandten Ströme sehr verschieden waren, zeigt uns, daß die in § 118 eingeführte Proportionalsetzung der Stromstärke mit dem *Magnetfeld des Stromes ein sehr glücklicher Griff war.* Ist $J$ die Stromstärke in elektromagnetischem Maß, so ist die in elektrostatischem Maß gemessene Elektrizitätsmenge, die in der Zeit $t$ den Draht durchfließt, gleich $J \,.\, t \,.\, c$.

Bequemer für weitere Betrachtungen ist es offenbar, wenn wir auch eine neue „elektromagnetische Einheit der Elektrizitätsmenge" einführen, derart, daß die in der Zeit $t$ den Draht durchfließende Menge gleich $J \,.\, t$ ist.

Diese neue Einheit der Elektrizitätsmenge ist offenbar $c$ mal größer als die elektrostatische Einheit.

Wir können also an Stelle von Gleichung (1) auch schreiben:

$$\frac{\text{Elektromagnetische Ladungseinheit}}{\text{Elektrostatische Ladungseinheit}} = c = 3 \,.\, 10^{10}. \quad . \quad . \quad (2)$$

Auch hier hat man außer der absoluten CGS-Einheit noch eine praktische Einheit eingeführt, die gleich $^1/_{10}$ der absoluten ist und den Namen „Coulomb" erhalten hat.

Ein Strom von $J$ Ampere transportiert also in $t$ Sekunden eine Elektrizitätsmenge gleich

$$J \,.\, t \text{ „Coulomb".}$$

**§ 121. Ohmsches Gesetz; experimenteller Beweis desselben.** Wenn auch aus der im vorigen Paragraphen nachgewiesenen Proportionalität zwischen *elektrostatisch und elektromagnetisch* gemessener Stromstärke hervorgeht, daß das Ohmsche Gesetz auch gelten müßte, wenn wir die Stärken der im § 100 bei seinem Nachweis gebrauchten sehr schwachen Ströme mit einem *empfindlichen Galvanometer messen würden, so ist daraus doch nicht* ohne weiteres zu schließen, daß es auch für die so außerordentlich viel stärkeren Ströme galvanischer Elemente gilt. Wir haben also die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes für diese Ströme experimentell nachzuweisen.

Wir gebrauchen zu den folgenden Versuchen an Apparaten: *1.* Ein Chromsäureelement von der in *Fig.* 402 abgebildeten Form, bestehend aus

einen rechteckigen länglichen Glaskasten, dessen Querschnitt von den beiden Elektroden, einer Zink- und einer Kohlenplatte, möglichst ausgefüllt wird. Eine der beiden Platten ist parallel verschiebbar.

2. Zwei ähnliche Elemente wie das erste, aber mit nur halb so langem Trog.

Da es bei den Versuchen weniger auf große Stromstärke als auf möglichste Freiheit von Polarisation (vgl. § 132) ankommt, so benutze man als Elektrolyt eine Lösung von etwa 10 Proz. doppeltchromsaurem Kali mit nur ganz wenig Schwefelsäure. Ferner schließe man bei den Versuchen den Strom nur stets so lange, als zur Ablesung unbedingt nötig ist.

Fig. 402.

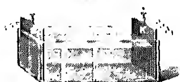


Fig. 403.

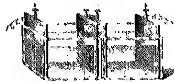


Fig. 404.



3. Eine Tangentenbussole mit zwei unabhängigen, genau gleichen Wickelungen von je vier bis sechs Windungen aus Kupferdraht von etwa $^3/_4$ mm Dicke.

4. Einen Quecksilberumschalter (Fig. 404) mit drei Näpfen 1, 2, 3, von denen 1 mittels passender Drahtbügel entweder mit 2 oder mit 3 oder mit 2 und 3 gleichzeitig verbunden werden kann. Man kann statt dessen auch die drei Näpfe *d*, *e*, *f* der in Fig. 389 abgebildeten „Wippe" benutzen.

5. Etwa je 10 m Kupferdraht, Eisendraht und Neusilberdraht von $^1/_4$ mm Durchmesser.

Im folgenden ist bei den einzelnen Versuchen die Art der Verbindung der einzelnen Teile untereinander nur schematisch angedeutet. Man achte bei der Ausführung darauf, daß ähnlich wie auf dem Schema immer Hin- und Rückleitung des Stromes dicht nebeneinander liegen, um störende Wirkungen der Leitungen auf die Tangentenbussole auszuschließen.

Erster Versuch. Wir verbinden die Platten *K* und *Z* unseres großen Troges durch zwei Drähte mit den beiden Klemmen der einen Wickelung der Bussole und tauchen die Platten in den gefüllten Trog. Es entsteht ein Strom, der um so stärker wird, je tiefer wir die Platten eintauchen und je näher wir sie aneinander schieben. Der Widerstand der Flüssigkeit im Trog hängt also offenbar von der Länge und dem Querschnitt der Flüssigkeitssäule ab; er nimmt ab, wenn die Länge abnimmt und wenn der Querschnitt wächst. Ersetzen wir die zunächst nur kurz genommenen Drähte durch Drähte von mehreren Metern Länge, so beobachten wir eine Schwächung des Stromes; vergrößern wir endlich den Drahtquerschnitt, indem wir an Stelle jedes der langen dünnen Drähte einen gleich langen von größerem Querschnitt setzen oder aber mehrere dünne Drähte parallel miteinander verbinden, so erhalten wir wieder einen stärkeren Strom. Der Drahtwiderstand hängt also in ähnlicher Weise wie der Flüssigkeitswiderstand von Länge und Querschnitt ab.

gesamten Leitung zu untersuchen, stellen wir die in Fig. 405 dargestellte Schaltung her. Die beiden dicht beieinander befindlichen Wickelungen I und II der Tangentenbussole sind der Deutlichkeit halber in einigem Abstand gezeichnet. Wird Napf 1 mit 2 verbunden, so fließt der Strom nur durch die auf der linken Hälfte der Figur befindlichen Leitungen. Wird dagegen 1 mit 3 verbunden, so durchfließt der Strom auch die rechts befindlichen Leitungen, die so abgepaßt sind, daß die gesamte Drahtlänge gerade verdoppelt ist. Ziehen wir bei der zweiten Stellung nun auch noch die Elektroden des Elementes auf den doppelten Abstand auseinander, so haben wir die gesamte Leitungslänge verdoppelt.




Wir finden, daß *der Ausschlag der Nadel in beiden Fällen derselbe ist.* Da aber die Windungszahl der Tangentenbussole im zweiten Falle die doppelte ist, so ist der Reduktionsfaktor halbiert und die Stromstärke ist ebenfalls halbiert (vgl. Gleichung 9 und 10, § 118). Wir finden also:

**A. Der Strom ist der Länge des Leitersystems umgekehrt proportional.**

**Dritter Versuch.** Mit der in Fig. 406 dargestellten Schaltung können wir die Abhängigkeit des Stromes vom **Querschnitt** der Leitung untersuchen. Wir gießen zunächst den Trog nur halb voll und verbinden die Näpfe 1 und 2, so daß der Strom nur durch die Wickelung *I* fließt. Der Ablenkungswinkel der Bussole sei $\varphi_1$. Dann gießen wir den Trog ganz voll und verbinden durch einen zweiten Drahtbügel auch noch die Näpfe 1 und 3. Der Strom hat jetzt die beiden völlig symmetrischen Wege durch I und II zur Verfügung, es muß also jeder Weg von der Hälfte des Gesamtstromes durchflossen werden und die Wirkung ist offenbar dieselbe, als wenn bloß eine einzige Leitung vom doppelten Querschnitt vorhanden wäre. Der Ablenkungswinkel sei $\varphi_2$. Dann ergibt der Versuch, daß

$$tg\,\varphi_2 = 2 \cdot tg\,\varphi_1.$$

Die Stromstärke hat sich also verdoppelt; das bedeutet

B. Der Strom ist dem Querschnitt des Leitersystems direkt proportional.

Vierter Versuch: Es bleibt noch die Abhängigkeit des Stromes von der elektromotorischen Kraft zu bestimmen. Mittels der Schaltung Fig. 407 können wir entweder den langen Trog mit ganz auseinandergeschobenen Platten oder aber die beiden halb so langen Tröge einschalten. Der Widerstand ist in beiden Fällen derselbe, da die Länge aller Drahtleitungen und auch die gesamte Länge der Flüssigkeitssäule unverändert geblieben ist. Die Beobachtung der Tangentenbussole ergibt im zweiten Falle die doppelte Stromstärke. Das heißt:

Fig. 406.

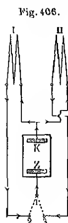
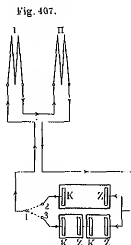



Fig. 407.




C. Die Stromstärke ist der elektromotorischen Kraft direkt proportional.

Wir konnen die drei gefundenen Sätze in eine einzige Gleichung zusammenfassen, wenn wir die EMK mit $E$, die Längen und Querschnitte der einzelnen verschiedenartigen Teile des Leiterkreises mit $L_1, L_2 \ldots$ bzw. $q_1, q_2 \ldots$ und mit $s_1, s_2 \ldots$ den einzelnen Teilen zukommende spezifische Faktoren bezeichnen. Dann wird:

$$J = \frac{E}{s_1 L_1/q_1 + s_2 L_2/q_2 + \cdots} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Gleichung (1) ist die Form, in der G. S. Ohm das nach ihm benannte Gesetz zuerst darstellte. Er nannte die im Nenner stehenden Summanden die „reduzierten Längen" der einzelnen Leitungsteile. Jetzt bezeichnet man den Nenner als den gesamten „Widerstand" der Leitung und die Summanden als die „Widerstände" der einzelnen Leitungsteile.

Der Widerstand $w$ eines Leiters von der Länge $L$ und dem Querschnitt $q$ hat also den Wert:

$$w = s \cdot L/q \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

(vgl. Gleichung 15, § 101), wobei $s$ der sogenannte „spezifische Widerstand", d. h. der Widerstand eines Leiters von der Länge Eins und dem Querschnitt Eins. Der Wert von $s$ hängt noch von der Wahl der Einheit des Widerstandes ab.

Der Gesamtwiderstand $W$ des ganzen Stromkreises setzt sich aus den einzelnen Widerständen additiv zusammen, so daß:

$$W = w_1 + w_2 + \ldots \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

und

$$\underline{J = E/W = E/(w_1 + w_2 + \cdots)} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Das Ohmsche Gesetz ist von einer großen Anzahl von Forschern eingehend geprüft und bestätigt worden. Neueste Versuche von E. Lecher[1]) haben ergeben, daß Stromstärke und EMK einander proportional sind oder, was dasselbe bedeutet, daß der Widerstand metallischer Leiter konstant ist, von den allerschwächsten Strömen bis herauf zu Stromdichten von 80 Amp./qmm (Versuchsgenauigkeit $^1/_{1000}$).

Über weitere Folgerungen aus dem Ohmschen Gesetz, s. auch die §§ 131 u. ff.

**§ 122. Einheit des Widerstandes.** Als Einheit des Widerstandes hat zuerst Jacobi den Widerstand eines Kupferdrahtes von 1 m Länge und 1 mm Durchmesser vorgeschlagen. Es ergab sich aber bald, daß Widerstandsmaße, welche nach dieser Definition in verschiedenen Werkstätten angefertigt waren, bedeutende Differenzen zeigten, weil der Widerstand der Drähte selbst durch geringen Gehalt an fremden Metallen stark beeinflußt wird. Jacobi hat deshalb später[2]) diesen ersten Vorschlag fallen lassen und einen ganz willkürlich gewählten Kupferdraht (er war 7,62 m lang und 0,667 mm dick), der nur durch Kopieren vervielfältigt werden sollte, zum Widerstandsetalon bestimmt und mehrere Kopien davon an verschiedene Physiker versandt, in der Meinung, daß sie sich dieses Etalons als elektrischer Widerstandseinheit bedienen sollten. Es zeigte sich aber bald, daß verschiedene Kopien dieses Etalons bis zu 8 Proz. voneinander differierten und daß selbst der Leitungswiderstand eines und desselben Exemplars nicht unverändert blieb. Ein brauchbares Maß soll aber vor allem die Eigenschaft der Unveränderlichkeit und der Reproduzierbarkeit besitzen.

Diese Bedingungen erfüllte die Siemenssche Quecksilbereinheit. Siemens[3]) schlug nämlich vor, eine Quecksilbersäule von 1 m Länge und 1 qmm Querschnitt bei 0° C zur Widerstandseinheit zu nehmen. Das Quecksilber als Normalmetall hat den großen Vorzug, daß man es stets in genügender Reinheit erhalten kann, daß es von den Verschiedenheiten der Molekularzustände, welche feste Körper zeigen, unabhängig ist, und daß sein Leitungswiderstand viel weniger von der Temperatur abhängig ist als derjenige der anderen reinen Metalle.

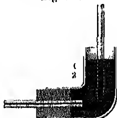


Fig. 408.

Die praktische Herstellung eines Siemensschen Quecksilberwiderstandes geschieht so, daß man das sorgfältig gereinigte Quecksilber im Vakuum in eine möglichst zylindrische Glasröhre einsaugt. Die Röhre liegt wagerecht und mündet an beiden Enden in ein Quecksilbergefäß (Fig. 408), in das ein dicker Kupferdraht (neuerdings ein amalgamierter Platindraht) als Zuleitung eintaucht. Das Ganze kommt dann noch in ein durch schmelzendes Eis auf 0° abgekühltes Ölbad.

Bezeichnen wir die Länge des Rohres mit $L$, seinen Halbmesser mit $r$, so ist der Leitungswiderstand der darin enthaltenen Quecksilbersäule

$$w = \frac{L}{\pi r^2} \text{ Siemenseinheiten,}$$

wenn $L$ in Metern, $r$ in Millimetern ausgedrückt ist, oder

[1]) Wien. Ber. 116 (IIa), 49 (1907).

[2]) Im Jahre 1848; s. W. Weber, Elektrodynamische Maßbestimmungen 2, 199.

[3]) Pogg. Ann. 110, 1 (1860).

$$w = \frac{0{,}001\, L}{\pi r^2} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

wenn $r$ und $L$ in Millimetern ausgedrückt sind.

Der Kubikinhalt der Röhre ist aber $V = \pi r^2 L$, also das in Milligrammen ausgedrückte Gewicht des darin enthaltenen Quecksilbers $G = \pi r^2 L \sigma$, wenn $\sigma$ das spezifische Gewicht des Quecksilbers bezeichnet und r und $L$ in Millimetern ausgedrückt sind, daraus aber folgt

$$r^2 = \frac{G}{\pi L \sigma}$$

und wenn man diesen Wert von $r^2$ in Gleichung (1) einsetzt:

$$w = \frac{L^2 \sigma}{1000\, G} \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

wonach man leicht den Leitungswiderstand $w$ der Quecksilbersäule berechnen kann, wenn man die Länge $L$ (mm) des *Glasrohres gemessen* und das *Gewicht* $G$ (mg) des darin enthaltenen Quecksilbers bestimmt hat, was natürlich viel genauer ausführbar ist als die Messung des Rohrendurchmessers.

Außerdem ist aber auch kaum eine Glasröhre zu finden, welche vollkommen zylindrisch ist; die Gleichung (2) bedarf deshalb noch gewisser Korrektionen, die von der *Ungleichmäßigkeit des Röhrenquerschnittes abhängen.* Man „kalibriert" die Röhre, indem man einen einige Zentimeter langen Quecksilberfaden in der Röhre verschiebt und seine Länge an möglichst vielen Punkten mißt. Über die Berechnung der Korrektionen siehe Kohlrausch, Prakt. Physik, 10. Aufl., S. 435. Ebendort findet man auch weitere Literaturangaben über Quecksilber*normalwiderstände*.

Zu dem Widerstand des Quecksilberfadens im Glasrohr kommt noch der Ausbreitungswiderstand zwischen der Mündung des Rohres und dem Zuleitungsdraht. Der Ausbreitungswiderstand wirkt so, als wäre die Röhre an jedem Ende um 0,8 . r verlängert (Maxwell, Elektr. u. Magn., § 800).

Die Siemenssche Widerstandseinheit *(abgekürzt: S. E.)* hat den Physikern die besten Dienste geleistet, sie hat nur den theoretischen Nachteil, daß sie nicht in einfacher *Beziehung* zum absoluten Maßsysteme steht. Ein solches absolutes Maß des Widerstandes verdanken wir W. Weber[1].

Die von W. Weber aufgestellte absolute Widerstandseinheit steht auf zweierlei Weise mit den Fundamentaleinheiten der *Länge*, Masse und *Zeit* in Zusammenhang. Einmal können wir diesen Zusammenhang mittels der Wärmewirkungen des elektrischen Stromes herstellen, dann aber auch — und dies war die ursprüngliche Ableitung — gelangen wir zur absoluten Widerstandseinheit durch die später zu besprechenden Induktionsgesetze. Wir wollen zunächst den ersteren *Weg einschlagen.*

In § 102 [Gleichung (6)] hatten wir für die von einem Strome $J$ in einem Widerstande $w$ pro Sekunde entwickelte Wärmemenge $Q$ gefunden:

$$Q = J^2 . w \text{ (Joulesches Gesetz)} \quad \ldots \quad (3)$$

Hierbei war der Strom $J$ in elektrostatischen (cgs-)Einheiten gemessen. Da $Q$ direkt kalorimetrisch meßbar ist, so kann Gleichung (3) als Definitions-

[1] Elektrodynamische Maßbestimmungen (I. Abh. d. Königl. Sächs. Ges. d. Wiss. Leipzig 1850.

gleichung für die elektrostatische Widerstandseinheit dienen. Da nun das Joulesche Gesetz, wie in § 141 gezeigt werden wird, auch für die viel stärkeren galvanisch erzeugten Ströme noch gilt, so können wir ebenso gut den Strom in CGS-Einheiten messen und Gleichung (8) als Definitionsgleichung für die elektromagnetische Widerstandseinheit benutzen. Setzen wir $w = 1$ und $J = 1$, so wird auch $Q = 1$. In Worten:

A. *Absolute Einheit des Widerstandes ist derjenige Widerstand, in welchem die absolute Stromeinheit in der Zeiteinheit eine Wärmemenge entwickelt, die der absoluten Arbeitseinheit äquivalent ist.*

Wählen wir also ein Stück Draht so lang, daß der Strom 1 (CGS) = 10 Amp. in demselben die einem Erg äquivalente Wärmemenge von $\frac{1}{42000000}$ Grammkalorien pro Sekunde entwickelt, so gilt dessen Widerstand als Widerstandseinheit (CGS).

Der andere Weg, den W. Weber eingeschlagen hat, um zur Definition der absoluten Widerstandseinheit zu gelangen und welcher zu der nämlichen Einheit führt, liegt uns hier zwar ferner, doch wollen wir ihn, des Zusammenhanges wegen, wenigstens in der Hauptsache andeuten.

Wenn in einem magnetischen Felde, dessen Intensität 1 Gauss beträgt, ein Leiter von 1 cm Länge mit der Geschwindigkeit von 1 cm pro Sekunde senkrecht durch die Kraftlinien bewegt wird, so entsteht in ihm eine elektromotorische Kraft (siehe weiter unten Kap. IX), welche wir im absoluten Maße = Eins (CGS) setzen. Derjenige Widerstand eines Leiters, in welchem durch eine solche elektromotorische Kraft Eins (CGS) ein Strom = Eins (CGS) entsteht, gilt als absolute Widerstandseinheit (CGS).

Da Gleichung (8) sowohl für das cgs-System als auch für das CGS-System gelten soll und $Q$ in beiden Fällen in gleichem Maße gemessen wird, so folgt aus dem in § 120 ermittelten Verhältnis $J_{cgs} : J_{CGS} = 3 . 10^{10}$, daß $w_{CGS} : w_{cgs} = 9 . 10^{20}$. In Worten:

B. *Die elektromagnetische Widerstandseinheit ist $9 . 10^{20}$-mal kleiner als die elektrostatische.*

Die elektromagnetische Widerstandseinheit ist für die Praxis unbequem klein. Da nun sorgfältige Messungen[1]) ergeben haben, daß eine Quecksilbersäule von 1 qmm Querschnitt und 1,063 m Länge gleich $10^9$ elektromagnetischen Widerstandseinheiten sind, so setzte man fest, daß ein derartiger Widerstand unter dem Namen „Ohm" (abgekürzt O oder Ω) als praktische Widerstandseinheit zu dienen habe und daß demnach:

$10^9$ Widerstandseinheiten (CGS) = 1 Ω = 1,063 Siemenseinheiten

zu setzen sei. Theoretisch gilt also:

C. *Ein Ohm ist derjenige Widerstand, in welchem der Strom Eins (CGS) pro Sekunde $10^9$ Erg oder $\frac{10^9}{42\,000\,000} = 24$ Grammkalorien entwickelt.*

[1]) Literatur siehe bei E. Dorn, Wissenschaftl. Abhandl. d. Physikal.-Techn. Reichsanstalt 2, 261. Zeitschr. f. Instrumentenk. 1893.

Da die entwickelte Wärmemenge dem Quadrate der Stromstärke proportional ist und 1 Amp. = $^1/_{10}$ Stromeinheit (CGS) ist, so folgt:

Der Strom 1 Amp. entwickelt in dem Widerstande 1 Ohm pro Sekunde eine Arbeit von $10^7$ Erg, äquivalent mit 0,24 Grammkalorien.

Da der Querschnitt einer Quecksilbersäule praktisch aus ihrem Gewicht ermittelt wird [vgl. Gleichung (2)], so lautet die offizielle internationale Festsetzung für das Ohm dahin, daß es gleich dem Widerstande einer Quecksilbersäule bei der Temperatur 0° sein solle, die bei 1,063 m Länge ein Gewicht von 14,4521 g habe. Man bezeichnet dieses Ohm als „internationales" Ohm zum Unterschiede von dem früher, im Jahre 1881, provisorisch definierten „legalen" Ohm, das gleich 1,06 S. E. ist. In England war ferner längere Zeit eine auf Grund provisorischer Messungen ermittelte Widerstandseinheit von 1,048 S. E. in Gebrauch, der man den Namen „British-Association-Unity", abgekürzt B. A. U., gegeben hatte.

Da die Vergleichung von Widerständen untereinander mit viel größerer Genauigkeit möglich ist als die Zurückführung eines Widerstandes auf absolutes Maß, so ist man übereingekommen, an der obigen Definition des internationalen Ohm auch dann festzuhalten, wenn spätere genauere Messungen etwa ergeben sollten, daß die Zahl 1,0630 noch eine Korrektion in der vierten Dezimalstelle erforderte. Dasselbe gilt übrigens auch bezüglich der bereits in § 118 am Schlusse erwähnten elektrochemischen Stromeinheit. Man ist übereingekommen, als 1 Ampere einen Strom zu bezeichnen, der in der Sekunde 1,118 mg Silber abscheidet (s. Kap. VII), und an dieser Festsetzung festzuhalten, auch wenn die Beziehung zur elektromagnetischen Stromeinheit später einmal mit noch größerer Genauigkeit ermittelt werden sollte.

Da die exakte Herstellung von Quecksilberwiderständen sowie ihre Handhabung schwierig und umständlich ist, so dienen sie nur als absolut unveränderliche und stets reproduzierbare „Urnormale" zum Zwecke gelegentlicher Vergleichung mit anderen aus Draht oder Blech hergestellten „Normalwiderständen" (s. § 128), die dann ihrerseits dazu dienen, die zum täglichen Gebrauch dienenden Widerstände zu eichen.

**§ 123. Spezifischer Widerstand; Leitfähigkeit.** Im § 121 haben wir für den Widerstand $w$ eines Leiters von der Länge $L$ und dem Querschnitte $q$ den Ausdruck

$$w = s\frac{L}{q}$$

gegeben, worin $s$ eine mit dem Namen spezifischer Widerstand bezeichnete Konstante des Materials ist, deren Zahlenwert von den Einheiten abhängt, nach welchen $w$, $L$ und $q$ gemessen werden. Der reziproke Wert von $s$, also $\varkappa = \frac{1}{s}$, heißt die „Leitfähigkeit".

Um diese Größen ebenfalls nach dem absoluten (CGS)-System zu messen, muß man konsequent $w$ nach Widerstandseinheiten (CGS), $L$ nach Zentimetern, $q$ nach Quadratzentimetern messen. Hierdurch bekommt der spezifische Widerstand $s$ die Bedeutung desjenigen Widerstandes, welchen ein Würfel des Materials von 1 ccm Größe dem Durchgange der Elektrizität von einer Fläche zur gegenüberstehenden darbietet. Denn setzt man in der Gleichung $s = w\frac{q}{L}$ die Größen $q = 1$ und $L = 1$, so wird $s = w$.

| | 18° | Quersch. b. 18° | |
|---|---|---|---|
| Silber | 0,016 8 | 61,4 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Kupfer | 0,017 5 | 57,2 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Gold | 0,024 2 | 41,3 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Aluminium | 0,031 7 | 31,6 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Magnesium | 0,046 5 | 21,5 | Dewar u. Fleming[2]) |
| Natrium | 0,055 [illegible] | 18,4 | Bernini[3]) |
| Zink | 0,062 5 | 16,0 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Cadmium | 0,075 8 | 13,2 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Platin | 0,108 | 9,24 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Zinn | 0,113 | 8,82 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Eisen (fast rein) | 0,12 | 8,4 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Stahl | 0,20 | 5,0 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Blei | 0,207 | 4,84 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Antimon | 0,36 | 2,8 | Matthiessen u. v. Bose[4]) |
| Quecksilber | 0,941 | 1,063 | — |
| Wismut | 1,19 | 0,84 | Jäger u. Diesselhorst[1]) |
| Retortenkohle | — | 0,019 | Collier[5]) |
| Bogenlichtkohle | — | 0,015—0,027 | Collier[5]) |
| Graphit | — | 0,001 8 | Collier[5]) |
| Glühlampenkohle | — | etwa 0,02 | Dewar u. Fleming[6]) |
| Selen (bestleitende Modifikation) | $2,5 \cdot 10^{9}$ | etwa $4 \cdot 10^{-10}$ | Sh. Bidwell[7]) |
| Tellur | 500 | „ 0,002 | Matthiessen[8]) |
| Schwefelsäure, 30 Proz. | 13 500 | 0,000 074 | — |
| Zinksulfat, 25 Proz. | 208 000 | 0,000 0048 | — |

[1]) Wissensch. Abh. d. Physik.-Techn. Reichsanstalt 3, 269 (1900).
[2]) Phil. Mag. (5) 36, 271 (1893).
[3]) Nuov. Cimento (5) 6, 21 (1903).
[4]) Pogg. Ann. 115, 353 (1862).
[5]) Wied. Ann. 61, 511 (1897).
[6]) Phil. Mag. (5) 34, 326 (1892).
[7]) Phil. Mag. (5) 31, 251 (1891), s. a. § 126.
[8]) Pogg. Ann. 115, 385 (1862).

Quadratmillimetern gemessen. Es wird dann für Kupfer $s = 0,017$, $\varkappa = 59$. Diese Zahlen sagen: Der Leitungswiderstand von 1 m Kupferdraht von 1 qmm Querschnitt beträgt 0,017 Ohm, die Länge eines Kupferdrahtes von 1 qmm Querschnitt und 1 Ohm Widerstand beträgt 59 m. Diese Zahlen sind aus den vorigen durch Division bzw. Multiplikation mit $10^6$ zu erhalten.

Endlich findet man auch in vielen Tabellen die spezifischen Widerstände für 1 cm Länge und 1 qcm Querschnitt, aber in Ohm als Einheit angegeben. Diese Werte sind $10^4$ mal kleiner als die in Ohm pro Meter und Quadratmillimeter berechneten.

Die vorstehende Tabelle enthält die spezif. Widerstände in Ohm . qmm/m, und die Leitfähigkeiten für eine Reihe von chemisch einfachen Leitern erster Klasse bei einer Temperatur von 18° und zum Vergleich auch die Zahlen für zwei gut leitende Elektrolyte. Die Metalle sind im Zustande größtmöglicher Reinheit und Weichheit untersucht. Da jedoch selbst die kleinsten Beimengungen bereits großen Einfluß auf die Leitfähigkeit haben, so kann man den Zahlen keine größere absolute Genauigkeit als etwa 5 bis 10 Proz. zuschreiben; denn um diesen Betrag weichen die Resultate verschiedener gleich zuverlässiger Beobachter, die mit Metallen verschiedener Herkunft arbeiteten, voneinander ab. Für „käuflich reine" Metalle sind die Leitfähigkeiten meist etwas kleiner, die spezifischen Widerstände also etwas größer.

§ 124. **Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit der Metalle.** Der spezifische Widerstand der einfachen Metalle nimmt mit steigender Temperatur zu. Es ist dies leicht durch den Versuch nachzuweisen; wir brauchen nur in den Schließungskreis eines möglichst großplattigen konstanten Elementes eine Tangentenbussole und außerdem noch einen ungefähr 1 m langen und gegen 1 mm dicken spiralförmig aufgewundenen Eisendraht einzuschalten. Die Tangentenbussole wird eine bestimmte Ablenkung zeigen. Erwärmen wir nun den Draht mittels einer Gasflamme, so geht die Nadel zurück, ein Beweis, daß der Widerstand des Drahtes zugenommen hat.

Für Versuche vor einem größeren Auditorium kann die Tangentenbussole auch durch ein kleines Glühlämpchen (2 Volt-Lampe) ersetzt werden; erhitzen wir die Drahtspirale, so wird die Lampe dunkler; tauchen wir die Spirale in ein Gemenge aus fester Kohlensäure und Alkohol (etwa — 80°), so brennt die Lampe heller; noch beträchtlicher ist die Helligkeitszunahme, wenn wir die Spirale in flüssige Luft (etwa — 180°) tauchen.

Zwischen 0° und 100° läßt sich der Widerstand der meisten Metalle auf wenige Prozent genau durch die Gleichung ausdrücken:

$$s = s_0(1 + \alpha t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

worin $s_0$ den spezifischen Widerstand bei 0°, $t$ die Temperatur und $\alpha$ den „Temperaturkoeffizienten", d. h. die relative Widerstandszunahme bei einer Temperaturerhöhung um 1° bedeutet.

Für die meisten chemisch einfachen Metalle hat $\alpha$ nahezu denselben Wert[1]) zwischen etwa 0,0036 und 0,0042; $\alpha$ ist also nicht sehr verschieden von dem Ausdehnungskoeffizienten der Gase[2]), der 0,00367 beträgt. Daraus

[1]) A. Arndtsen, Pogg. Ann. 104, 1 (1858).
[2]) Clausius, Pogg. Ann. 104, 650 (1858).

würde folgen, daß der spezifische Widerstand der einfachen Metalle ungefähr der absoluten Temperatur (vgl. Bd. III, § 197) proportional ist.

Da $\alpha$ ebenso wie der spezifische Widerstand selbst durch kleine Verunreinigungen stark beeinflußt wird, genauere Zahlen sich also nur auf die von den betreffenden Beobachtern gerade benutzten Metallproben beziehen würden, so mag die folgende Tabelle [1]) genügen:

| Metall | $1000 \cdot \alpha$ | Metall | $1000 \cdot \alpha$ |
|---|---|---|---|
| Silber . . . . . . . . . . | 4,0 | Platin (rein) . . . . . . | 3,9 |
| Kupfer. . . . . . . . . . | 4,0 | Platin (käuflich) . . . . | 2 bis 3 |
| Gold . . . . . . . . . . . | 4,0 | Eisen . . . . . . . . . . | bis 6 |
| Aluminium . . . . . . . | 3,6 | Blei . . . . . . . . . . . | 4,0 |
| Zink . . . . . . . . . . . | 3,7 | Wismut . . . . . . . . . | 4,2 |

Für genauere Messungen, namentlich bei höheren Temperaturen, reicht die einfache Gleichung (1) nicht mehr aus; dagegen genügt, soweit die Metalle nicht vorher schmelzen oder innere Umwandlungen erleiden (s. weiter unten), die quadratische Formel:

$$s = s_0 . (1 + \alpha t - \beta t^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Der Wert von $\beta$ liegt zwischen $\frac{1}{2}$ und 7 Millionstel; eine Tabelle findet man in Winkelmanns Handbuch der Physik 4, 352.

Beim Schmelzen treten plötzliche Änderungen des Widerstandes auf; so steigt z. B. nach Beobachtungen von A. Bernini [2]) der Widerstand des Natriums beim Schmelzpunkt (97,6°) plötzlich auf das 1,34 fache, während der Temperaturkoeffizient von 0,0044 auf 0,0033 sinkt. Beim Quecksilber, das bei −39° schmilzt, beträgt das Verhältnis der Widerstände im flüssigen und festen Zustande etwa 4 : 1 [3]).

Ähnliche sprungweise Änderungen des Widerstandes finden auch beim Eisen [4]) an dessen Umwandlungspunkte statt, also bei derselben Temperatur, bei der seine Magnetisierbarkeit plötzlich verschwindet (vgl. § 5).

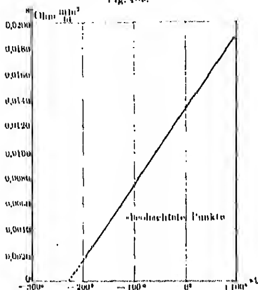
Trägt man die spezifischen Widerstände eines Metalles als Funktion der Temperatur graphisch auf, so erhält man eine Kurve, die sich jedoch wegen der Kleinheit von $\beta$ in Gleichung (2) nur äußerst wenig von einer geraden Linie unterscheidet. Fig. 409 zeigt den Verlauf für Kupfer nach Beobachtungen von Dewar und Fleming [5]).

Wenn man nun, unter der Annahme, daß die Gleichung (2) auch noch für tiefe Temperaturen gelte, die Linie nach rückwärts verlängert, so schneidet sie die Abszissenachse bei einer Temperatur von etwa $-1/\alpha$ Grad, also zwischen etwa − 220 und − 300°. Man hat früher vielfach die Vermutung ausgesprochen, daß der wirkliche Schnittpunkt mit dem „absoluten Nullpunkt", − 273°, zusammenfalle, daß also bei dieser Temperatur der Widerstand aller reinen Metalle gleich Null werde. Neuere Untersuchungen von

[1]) Nach Kohlrausch, Prakt. Phys., 10. Aufl., Tabelle 30.
[2]) Nuov. Cim. (5) 6, 21 (1903).
[3]) J. Dewar und J. A. Fleming, Proc. Roy. Soc. 60, 76 (1896).
[4]) Le Chatelier, Compt. rend. 110, 283 (1890); 111, 454 (1890).
[5]) Phil. Mag. (5) 34, 326 (1892).

J. Dewar[1]), sowie von G. Meilink[2]), Kamerlingh-Onnes und C…
haben ergeben, daß dies wahrscheinlich nicht der Fall ist. Die Widerstandskurve sinkt zwar zunächst bis etwa − 200° nahezu geradlinig weiter; da ab wird jedoch ihre Neigung geringer, so daß die zuerst von Lord Kelvin ausgesprochene und neuerdings von Kamerlingh-Onnes[4]) und

Fig. 409.




J. Königsberger und O. Reichenheim[5]) aufgenommene Vermutung Wahrscheinlichkeit sehr gewinnt, daß nämlich bei den allertiefsten, bis j… experimentell noch nicht erreichten Temperaturen der Widerstand der Met… wieder zunehme und beim absoluten Nullpunkt unendlich werde.

Sehr deutlich ist das Verhalten der Metalle bei den tiefsten bis j… erreichten Temperaturen aus der Fig. 410 zu ersehen, die den Widerstan… verlauf von Gold und Platin nach den Messungen von Kamerlingh-Onn… und Clay darstellt. Die Ordinatenmaßstäbe sind willkürlich so gewählt, … die Kurven sich bei — 204° schneiden.

Es scheint kaum zweifelhaft, daß bei noch tieferen Temperaturen, … wir sie vielleicht einmal erreichen werden, wenn es gelungen ist, das Heli… zu verflüssigen, die Kurven wieder ansteigen und etwa so verlaufen, wie … gestrichelten Linien, der Kelvinschen Annahme entsprechend, es andeut… Wir kommen in § 126 noch einmal hierauf zurück.

Von besonderer Wichtigkeit sind die Temperaturkurven des Quecksilb… und des Platins; die des ersteren wegen seiner Bedeutung für die Herstellu… von Normalwiderständen, die des letzteren wegen seiner Verwendung z… Thermometrie bei sehr hohen und tiefen Temperaturen (vgl. § 34, Bd. II

[1]) Proc. Roy. Soc. 68, 360 (1901).
[2]) Comm. Phys. Labor. Leiden 93 (1904).
[3]) Ebend. 115 (1900).
[4]) Ebend., Supplem., 9 (1904).
[5]) Physik. Zeitschr. 7, 570 (1906).

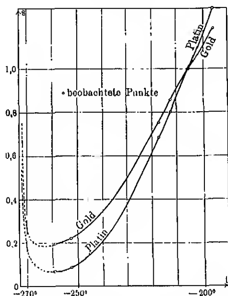
Für Quecksilber lautet die Gleichung [1]) für Temperaturen zwischen 0 und + 30°:

$$w_t = w_0\,(1 + 0{,}000\,883\,t + 0{,}000\,001\,26\,t^2).$$

Für reinstes Platin genügt nach L. Holborn [2]) zwischen — 190 und 0° die Gleichung:

$$w_t = w_0\,.\,(1 + 0{,}003\,934\,t - 0{,}000\,000\,988\,t^2).$$

Fig. 410.




Zwischen 0 und + 500° dagegen lautet die Gleichung:

$$w_t = w_0\,.\,(1 + 0{,}003\,966\,t - 0{,}000\,000\,582\,t^2).$$

Beide Gleichungen sind natürlich bloße Interpolationsformeln. Über eine alle Temperaturen umfassende theoretisch begründete Gleichung siehe § 126 und Kap. XIII.

§ 125. **Leitfähigkeit der Legierungen.** Über die Leitfähigkeit der Metallegierungen haben zuerst Matthiessen [3]) und seine Mitarbeiter umfangreiche Untersuchungen angestellt. Sie fanden, daß die Metalle hinsichtlich des Verhaltens ihrer Legierungen in zwei Klassen geteilt werden können, nämlich:

A. diejenigen Metalle, welche, miteinander legiert, die Elektrizität in dem Verhältnis ihrer relativen Volumina leiten;

B. diejenigen Metalle, welche, mit einem Metall der Klasse A oder miteinander legiert, die Elektrizität nicht im Verhältnis ihrer Volumina, sondern stets schlechter leiten.

Zur Klasse A gehören: Blei, Zinn, Cadmium und Zink.

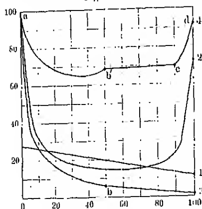
---

[1]) Kreichgauer und Jäger, Wied. Ann. 47, 518 (1892).
[2]) L. Holborn, Ann. d. Phys. (4) 6, 242 (1901).
[3]) Pogg. Ann. 110, 190 (1860); 116, 369 (1862); 122, 19, 88 (1864).

Zur Klasse B gehören: Wismut, Quecksilber, Antimon, Eisen, Aluminium, Platin, Gold, Kupfer, Silber usw.

Fig. 411, Kurve 1, zeigt graphisch das Verhalten von Legierungen aus zwei Metallen der Gruppe A, nämlich Zink und Zinn. Die Abszissen stellen in Volumprozenten die Menge des dem Metalle I zugesetzten Metalles II dar; der Punkt 55 bedeutet also eine Mischung von 55 Proz. des Metalles II und 45 Proz. des Metalles I. Die Ordinaten sind die Leitfähigkeiten der Legierung. Von dem viel komplizierteren Verhalten der Mischungen der Gruppe B oder von B mit A geben die Kurven 2, 3 und 4 Beispiele. Kurve 2 entspricht etwa den Mischungen von Silber und Gold, 3 denjenigen von Silber und Wismut, 4 denjenigen von Silber und Kupfer.

Fig. 411.




Neuere Untersuchungen über das physikalische Verhalten der Legierungen haben wesentlich klärend gewirkt. Le Chatelier[1]) hat zuerst gezeigt, daß zwischen der Leitfähigkeit und der Struktur der Legierungen ein enger Zusammenhang besteht. Man kann nämlich zwei Klassen von Legierungen unterscheiden; die erste Klasse besteht aus einem bloßen Gemenge der Kristalle der beiden einzelnen Metalle und es behält jeder einzelne kleine Kristall die Eigenschaften des reinen Metalls; die Leitfähigkeit muß sich aus der Mischungsregel berechnen lassen. Zu dieser ersten Klasse gehören die Legierungen der Gruppe A.

Die zweite Klasse der Legierungen dagegen besteht aus „Mischkristallen", d. h. Kristallindividuen, die beide Bestandteile in physikalisch nicht mehr trennbarer Weise vereinigt enthalten. Wenn die Bildung solcher Mischkristalle in beliebiger Zusammensetzung vom reinen Metalle I bis zum reinen Metalle II möglich ist, so erhält man Kurven der Gestalt 2.

Ist endlich die Bildung von Mischkristallen nur innerhalb eines beschränkten Bereiches möglich, so erhält man Kurven wie 3 oder 4. In 3 hat man zunächst Mischkristalle von $a$ (reines Silber) an bis zu $b$ (51 Proz. Wismut, etwa der Verbindung $Ag_2Bi$ entsprechend). Zwischen $b$ und $c$ dagegen hat man ein Gemenge von Kristallen der Legierung $b$ einerseits und des reinen Wismuts andererseits.

In Kurve 4 endlich bestehen Mischkristalle von Gold und Kupfer sowohl zwischen $a$ und $b'$, als auch zwischen $c$ und $d$. Zwischen $b'$ und $c$ dagegen besteht ein Gemenge der Kristalle von der Zusammensetzung $b$ einerseits und $c$ andererseits.

Der Temperaturkoeffizient der Legierungen der Gruppe A ist nahezu gleich dem der reinen Metalle; bei den Legierungen der Gruppe B oder von B mit A ist er stets bedeutend kleiner als für die reinen Metalle und kann sogar negativ werden (siehe z. B. das Constantan in folgender Tabelle).

---

[1]) Rev. gén. des sciences 6, 531 (1895); Contrib. à l'étude des alliages Paris (1901).

Für die Elektrotechnik ist eine Reihe von Legierungen wichtig geworden, die man wegen ihres hohen spezifischen Widerstandes und ihres geringen Temperaturkoeffizienten zur Herstellung von Normal- und Regulierwiderständen benutzt. Die folgende Tabelle[1]) enthält die Namen, die ungefähre Zusammensetzung, den spezifischen Widerstand und den Temperaturkoeffizienten der wichtigsten von ihnen.

| Namen | Zusammensetzung in Gewichtsprozenten | Spezifischer Widerstand | Temperaturkoeffizient |
|---|---|---|---|
| Constantan . . . . . . . . . | 58 Cu, 41 Ni, 1 Mn | 0,50 | — 0,000 03 |
| Nickelin . . . . . . . . . . | 54 Cu, 26 Ni, 20 Zn | 0,41 | 0,000 2 |
| Manganin . . . . . . . . . . | 84 Cu, 4 Ni, 12 Mn | 0,43 | 0,000 02 |
| Neusilber . . . . . . . . . . | 60 Cu, 21 Ni, 19 Zn | 0,34 | 0,000 37 |

Zu Telegraphen- und Telephonleitungen werden auch Drähte aus Siliciumkupfer und sogenannter Phosphorbronze verwendet. Ersteres hat ungefähr den anderthalbfachen, letztere den dreifachen Widerstand des Kupfers. Der Vorteil dieser Materialien liegt in ihrer größeren Festigkeit.

Zu den Legierungen gehören endlich auch die Amalgame, d. h. Legierungen des Quecksilbers mit anderen Metallen. Für diese hat neuerdings F. Skaupy [Zeitschr. f. physik. Chem. 58, 560 (1907), Beibl. 31, 788 (1907)] einige interessante Gesetzmäßigkeiten gefunden, die den für verdünnte elektrolytische Lösungen geltenden (s. Kap. VII) analog sind. Bezüglich weiterer Einzelheiten über das Verhalten der Legierungen sei verwiesen auf die Monographie von R. Ruer, „Metallographie in elementarer Darstellung". Hamburg und Leipzig 1907.

**§ 120. Leitfähigkeit der Metalloxyde und -sulfide.** Die in der Überschrift genannten Körper unterscheiden sich von den Metallen und ihren Legierungen sowie von den verschiedenen Kohlearten bezüglich ihrer elektrischen Leitfähigkeit durch eine Reihe von Besonderheiten, die noch nicht in allen Einzelheiten aufgeklärt sind. Sie scheinen eine Art Mittelstellung zwischen den metallischen Leitern und den in Kap. VII näher zu besprechenden Elektrolyten zu bilden, indem sie zum Teil wenigstens bei niederen Temperaturen elektrolytisch leiten, also unter gleichzeitiger chemischer Veränderung, während bei höheren Temperaturen die Leitung eine rein metallische wird.

Besonders auffällig ist die zuerst von Faraday[2]) und Hittorf[3]) festgestellte enorme Abhängigkeit der Leitfähigkeit von der Temperatur; eine Vermehrung der Leitfähigkeit auf das Millionenfache bei einer Temperaturzunahme von einigen Hundert Graden ist nichts Seltenes. Der Sinn der Temperaturabhängigkeit ist dabei gerade umgekehrt wie bei den Metallen.

Die folgende Darstellung, die weit davon entfernt ist, das noch ganz in Fluß befindliche Forschungsgebiet auch nur einigermaßen zu erschöpfen, folgt im wesentlichen einem von J. Königsberger[4]) kürzlich verfaßten Referat.

[1]) Nach Grawinkel und Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik.
[2]) Experim. Unters. über Elektr., Nr. 380 ff. Ostwalds Klassiker, Nr. 86. Pogg. Ann. 31, 241 (1834).
[3]) Pogg. Ann. 84, 1 (1851).
[4]) Jahrb. d. Radioaktiv. u. Elektronik. 4, 158 (1907).

Eine Hauptschwierigkeit bei der Widerstandsbestimmung von Oxyden und Sulfiden liegt darin, daß diese Körper bei ihrer chemischen Herstellung meist in Pulverform erhalten werden. Die von F. Streintz[1]) angewandte Methode, die Pulver unter starkem Druck in Stangen zu pressen, scheint nicht geeignet, zu übereinstimmenden Resultaten zu führen. Sicher scheint nur die Herstellung von Stangen durch Gießen von geschmolzenem Material oder die Benutzung natürlicher Kristalle, wo solche in genügender Größe und Reinheit zur Verfügung stehen. Ferner benutzte K. Bädeker[2]) auf Glas oder Glimmer niedergeschlagene Metallspiegel, die nachträglich durch Erhitzen in einer Sauerstoff- oder Schwefelatmosphäre in die gewünschte Verbindung übergeführt wurden. Bei den Kristallen entstehen häufig Anomalien kompliziertester Art infolge kapillarer Sprünge, die meist Flüssigkeit enthalten und elektrolytische Leitung des Kristalles selbst vortäuschen können.

Die Veränderlichkeit mit der Temperatur ist nach Streintz im allgemeinen um so größer, je größer der spezifische Widerstand selbst ist. Bei einem gewissen Wert des Widerstandes wird sie Null und kehrt bei den am besten leitenden Verbindungen ihr Vorzeichen um, so daß sie mit dem Verhalten der Metalle übereinstimmt.

Nach J. Königsberger und O. Reichenheim[3]) läßt sich der Zusammenhang zwischen dem Widerstande und der Temperatur für alle Leiter erster Klasse, also auch für die Metalle, durch folgende Formel ausdrücken:

$$s = s_0(1 + \alpha t \pm \beta t^2) \cdot e^{q(1/T - 1/273)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin bedeutet $s_0$ den spezifischen Widerstand bei 0°, $\alpha$, $\beta$ und $q$ Konstanten, $t$ die gewöhnliche, $T$ die von $-273$ an gerechnete „absolute" Temperatur. $\alpha$ ist auch bei Oxyden und Sulfiden nur wenig von dem für reine Metalle gefundenen Wert verschieden.

Der allgemeine Verlauf dieser Formel läßt sich wie folgt diskutieren:

a) Ist $q/T$ sehr klein, also $q$ klein oder $T$ sehr hoch, so ist das Exponentialglied nahezu gleich Eins und es bleibt nur der erste Faktor übrig, der durchaus mit Gleichung 2 in § 124 übereinstimmt, durch welche der Widerstand der Metalle dargestellt wird. Der Widerstand wächst dann, da meist $\beta$ klein gegen $\alpha$, nahezu proportional der Temperaturzunahme. Die graphische Darstellung ergibt eine fast gerade Linie.

Ohne auf die Bedeutung der Konstanten $q$, von der in Kap. XIII noch die Rede sein wird, hier näher einzugehen, genügt hier der Hinweis, daß das Verhalten der Metalle bei nicht allzu niedrigen Temperaturen durch Annahme eines genügend kleinen Wertes für $q$ erklärt werden kann.

b) Ist $q/T$ groß, also entweder $q$ sehr groß oder $T$ sehr klein, so ändert sich bereits in sehr kleinen Temperaturintervallen der Wert des Faktors $e^{q/T}$ sehr stark, so daß wir einen mit sinkender Temperatur rasch zu enormen Werten ansteigenden Widerstand erhalten. Dieses entspricht durchaus dem Verhalten der meisten Oxyde und Sulfide bei mittleren und wahrscheinlich dem der Metalle bei äußerst niedrigen Temperaturen.

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 3, 1 (1900) und 9, 854 (1902).
[2]) Ebend. (4) 22, 749 (1907).
[3]) Physik. Zeitschr. 7, 570 (1906).

c) Bei mittleren Werten von $q/T$ endlich muß es ein Gebiet geben, innerhalb dessen die von dem Gliede $(1 + \alpha t + \beta t^2)$ herrührende Widerstandszunahme bei steigender Temperatur durch die vom Exponentialgliede herrührende Abnahme gerade kompensiert wird, so daß der Widerstand nahezu konstant bleibt. Ein derartiges Verhalten zeigt z. B. der **Pyrit** zwischen 0 und 20°; ähnlich verhalten sich aber auch die Metalle Gold und Platin bei den allertiefsten bis jetzt erreichten Temperaturen (vgl. § 124).

In Fig. 412 ist nach **Königsberger** der Verlauf von $s$ für Pyrit als Funktion der Temperatur graphisch dargestellt.

Bei den Metallen müßte der (bis jetzt noch nicht beobachtete) mit wachsender Temperatur steil abfallende Teil der Kurve wegen der Kleinheit von $q$ dicht beim absoluten Nullpunkt liegen, wie schon in Fig. 410 angedeutet; bei vielen Oxyden und Sulfiden hingegen liegt der annähernd geradlinig ansteigende Teil der Kurve weit jenseits der erreichbaren Höchsttemperaturen, so daß nur der abfallende Teil beobachtet wird.

Folgende Tabelle gibt als Beispiel das Verhalten des **Eisenglanzes** parallel der kristallographischen Hauptachse nach Messungen von **Königsberger** und **Reichenheim** wieder. Die Zahlen der dritten Spalte sind mittels der Gleichung:

$$s = 0{,}876\,(1 + 0{,}00387\,t + 0{,}00000026\,t^2)\,.\,e^{1000\,(1/T - 1/273)}$$

berechnet und bedeuten Ohm für 1 cm Länge und 1 qcm Querschnitt. Da bei niedrigen Temperaturen wegen der dort sehr großen Steilheit der Kurve kleine Fehler der Temperaturbestimmung sehr große Änderungen von $s$ bedingen, so ist dort nicht $s$ berechnet, sondern die zu dem beobachteten $s$ gehörige berechnete Temperatur.

Spezifischer Widerstand des Eisenglanzes parallel der Achse

| $t$ | $s$ beobachtet | $s$ berechnet |
|---|---|---|
| 247 | 0,150 | 0,159 |
| 197 | 0,184 | 0,188 |
| 181 | 0,198 5 | 0,197 |
| 140 | 0,250 | 0,248 |
| 123 | 0,269 | 0,270 |
| 88 | 0,363 | 0,365 |
| 40 | 0,554 | 0,553 |
| 16 | 0,703 5 | 0,702 |
| 0 | — | 0,876 |
| | | $t$ berechnet |
| −74 | 4,85 | −78 |
| −130 | 57,2 | −132 |
| −140 | 129,5 | −146 |
| −185 | etwa 3000 | −178 |

In der Richtung senkrecht zur Achse ist der Widerstand des Eisenglanzes zwischen 0 und 100° etwa halb so groß als parallel der Achse.

Die folgende Tabelle und Kurve (Fig. 412) für **Pyrit** zeigt das Verhalten in der Nähe des Widerstandsminimums; die berechneten Werte der dritten Spalte sind nach der Gleichung:

$$s = 0{,}0240 \,.\, (1 + 0{,}00385\, t + 0{,}0000037\, t^2) \,.\, e^{240\,(1/T - 1/273)}$$

erhalten.

Spezifischer Widerstand des Pyrits.

| $t$ | $s$ beobachtet | $s$ berechnet |
|---|---|---|
| — 180 | 0,550 | 0,550 |
| — 78 | 0,025 1 | 0,024 5 |
| 0 | — | 0,024 0 |
| 20 | 0,024 0 | 0,024 0 |
| 85 | 0,027 9 | 0,026 8 |
| 121 | 0,030,0 | 0,027 8 |
| 260 | 0,035 7 | 0,035 1 |
| 340 | 0,038 8 | 0,040 2 |

Die folgende Tabelle enthält die spezifischen Widerstände einiger von K. Bädeker[1]) untersuchter Schwermetallverbindungen bei Zimmertemperatur. Zum Vergleich sind auch die Zahlen für einige reine Metalle und für Graphit angegeben.

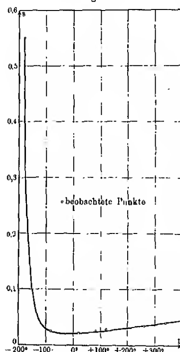



Fig. 412.

Spezifischer Widerstand in Ohm . cm²/cm.

| Leiter | $s$ |
|---|---|
| Cu . . . . . . . . . . . . | 0,000 001 7 |
| Pt . . . . . . . . . . . . | 0,000 014 |
| Bi . . . . . . . . . . . . | 0,000 12 |
| CuS . . . . . . . . . . . | 0,000 125 |
| $PbO_2$ . . . . . . . . . . . | 0,000 23 (?) |
| CdO . . . . . . . . . . . . | 0,001 2 |
| $Ag_2S$ (bei 200°) . . . . . | 0,001 7 |
| Graphit . . . . . . . . . | 0,002 8 |
| $Cu_2O$ . . . . . . . . . . | 40 |
| CuO . . . . . . . . . . . | 400 (?) |

Wie man sieht, kommt der Widerstand der bestleitenden Verbindung, des CuS, dem des am schlechtesten leitenden Metalles, des Wismuts, schon sehr nahe.

Beim Silbersulfid ($Ag_2S$) konnte Bädeker zeigen, daß es wahrscheinlich bei 175° von elektrolytischer zu metallischer Leitung überspringt.

Rein elektrolytisch leiten bei Zimmertemperatur die Halogenverbindungen des Ag und des Cu. Von diesen hat das CuJ den für einen Elektrolyten

[1]) Ann. d. Phys. (4) 22, 749 (1907).

auffällig kleinen Widerstand 0,045. Es leitet also etwa 80 mal besser als bestleitende Schwefelsäure (näheres hierüber siehe Kap. VII).

Außer den genannten, bereits bei Zimmertemperatur merklich leitenden Körpern gibt es eine Reihe von solchen, die bei Zimmertemperatur fast völlige Nichtleiter sind, während sie bei Rot- oder Weißglut zu guten Leitern werden. Zu dieser Körperklasse gehören namentlich die Oxyde der Erdalkalien und der sogenannten seltenen Erden. Die letzteren haben wegen ihrer Verwendung in den Glühstiften der Nernstlampen außer der wissenschaftlichen auch eine hervorragende technische Bedeutung erlangt. Auch hier ist die Formel von Königsberger anwendbar, nur haben sowohl $s_0$ als auch $q$ sehr große Werte.

Eine ausführliche Untersuchung dieser Körper hat F. Horton[1]) ausgeführt. Als Beispiele für die enorme Abnahme des Widerstandes bei wachsender Temperatur seien die folgenden genannt:

| | |
|---|---|
| | CaO |
| $t = 490$ | $s = 7{,}25 \cdot 10^8$ |
| $t = 1108$ | $s = 0{,}87 \cdot 10^2$ |
| | BaO |
| $t = 34$ | $s = 1 \cdot 10^6$ |
| $t = 224$ | $s = 22{,}7$ |

Zu Demonstrationszwecken sind die überall käuflichen Nernstlampen geeignet. Man entferne vorsichtig durch Abkneifen mit einer Zange die Heizvorrichtung, die zum selbsttätigen Anwärmen des Brenners dient, und schalte die Lampe nebst einem hochempfindlichen Galvanometer in den Stromkreis der Beleuchtungsleitung von 110 oder 220 Volt Spannung. Das Galvanometer zeigt keinen Ausschlag, die Lampe ist also vollkommen nichtleitend. Dann entferne man das Galvanometer und ersetze es durch ein weniger empfindliches Instrument (Tangentenbussole oder technisches Amperemeter), das Ströme von etwa $\frac{1}{4}$ Ampere bequem abzulesen gestattet, und erwärme nun den Stift mit einer Flamme. Bei Rotglut des Stiftes entsteht plötzlich ein Ausschlag des Amperemeters und gleichzeitig erwärmt sich der Stift auf hellste Weißglut infolge der vom Strom erzeugten Wärme. Eine 110 Volt-Lampe von 25 Kerzenstärken verbraucht bei 110 Volt Spannung etwa $\frac{1}{2}$ Ampere. Ihr Widerstand im heißen Zustande beträgt also etwa 220 Ohm, während er im kalten Zustande viele Millionen Ohm beträgt.

§ 127. **Leitfähigkeit des Selens.** Eine ganz merkwürdige Sonderstellung nimmt das **Selen** unter den chemischen Elementen bezüglich seiner Leitfähigkeit ein; nicht nur, weil die verschiedenen allotropen Modifikationen, in denen dieser Körper, ähnlich wie die ihm chemisch verwandten Elemente Schwefel, Phosphor und Tellur vorkommt, ein weit voneinander verschiedenes Leitvermögen haben, sondern vor allem deshalb, weil einige seiner Modifikationen ihren **Widerstand** bei **Belichtung beträchtlich verringern**. Diese von W. Smith[2]) entdeckte Eigenschaft des Selens ist namentlich in der neuesten Zeit Gegenstand zahlreicher, teils rein wissenschaftlicher, teils mehr technischer Untersuchungen gewesen, ohne daß deshalb bis jetzt die Frage nach der Ursache der Lichtempfindlichkeit als definitiv gelöst betrachtet werden könnte.

[1]) Phil. Mag. (6) 11, 505 (1906).
[2]) Sillim. Journ. (3) 105, 301 (1873).

Gute Übersicht der bisherigen Forschungsergebnisse über das Selen bieten eine Schrift von L. Amaduzzi[1]), sowie die unten zitierten Arbeiten von R. Marc.

Das Selen kommt ähnlich wie die verwandten Elemente Schwefel, Phosphor und Tellur in mehreren allotropen Modifikationen vor, die zuerst von Mitscherlich[2]) genauer untersucht sind. Danach sind zu unterscheiden: 1. Pulverförmig amorphes Selen, das durch chemische Reduktion von seleniger Säure entsteht. 2. Glasig amorphes Selen, das aus dem vorigen durch Erwärmung auf 45° und folgende Abkühlung entsteht. 3. Rotes kristallinisches Selen, aus der zweiten Modifikation bei wochenlanger Aufbewahrung in Schwefelkohlenstoff entstehend. 4. Graues, kristallinisches Selen, auch metallisches genannt, das aus den vorgenannten Formen durch Erhitzung auf Temperaturen über 97° entsteht.

Die letzte Form des Selens allein besitzt eine merkliche elektrische Leitfähigkeit und Empfindlichkeit gegen Belichtung. Daß das nichtleitende Selen durch längere Erhitzung leitend wird und seine Leitfähigkeit auch nach Abkühlung bewahrt, wurde von W. Hittorf[3]) gefunden. Nach der schon erwähnten Entdeckung der Lichtempfindlichkeit durch Smith haben sich dann eine große Reihe von Forschern, in der ersten Zeit namentlich W. Siemens[4]), mit den Entstehungsbedingungen der verschiedenen Modifikationen befaßt, wobei sich *ergab, daß es nicht eine*, sondern mehrere leitende Modifikationen gibt. Die in manchen Beziehungen voneinander abweichenden Ergebnisse der einzelnen Forscher werden durch die neuesten Versuchsergebnisse von R. Marc[5]) verständlich, aus denen hervorgeht, daß vermutlich zwei metallische Modifikationen $A$ und $B$ existieren, von denen $A$ bei Temperaturen zwischen 97° und 170° entsteht; bei Temperaturen zwischen 170 und 217°, welch letztere dem Schmelzpunkt entspricht, entsteht außer $A$ noch eine zweite Form $B$ in mit zunehmender Temperatur größerem Mengenverhältnis; dabei geht die Umwandlung so langsam vor sich, daß die Erreichung des Gleichgewichtes mehrere Tage erfordert. Letzterer Umstand erklärt die verschiedenen Resultate früherer Beobachter. Wegen der Langsamkeit der Umwandlung kann man die bei lang dauernder hoher Temperatur entstandenen Modifikationen rasch auf Zimmertemperatur abkühlen, ohne daß sie sich zurückverwandeln. Bei Zimmertemperatur ist die Reaktionsgeschwindigkeit bereits derart gegen ihren ohnehin auch bei höheren Temperaturen kleinen Betrag vermindert, daß dann eine weitere Rückverwandlung bis zu dem für Zimmertemperatur geltenden Gleichgewichtsverhältnis von $A$ zu $B$ erst im Laufe von Tagen und Wochen stattfindet.

Eine merkliche Leitfähigkeit besitzt bloß $B$, während $A$ nur leitet, wenn es Verunreinigungen enthält. Lichtempfindlich sind Gemenge von $A$

[1]) Il Selenio. Bologna 1904 (Attualità scientifiche No. 7).

[2]) Ann. d. chim. et phys. (3) 46, 301 (1856).

[3]) Pogg. Ann. 84, 219 (1851).

[4]) Ebend. 159, 117 (1876).

[5]) Ber. d. deutsch. chem. Ges. 39, 697 (1906). Zeitschr. f. anorgan. Chemie 37, 459 (1903); 48, 393 (1906); 50, 446 (1906); 53, 298 (1907) und Monographie: „Die physikalisch-chemischen Eigenschaften des metallischen Selens.“ Hamburg u. Leipzig 1907.

und $B$. Fast reines Selen $B$, wie man es durch plötzliche Abkühlung von längere Zeit über 200° erhitztem Selen erhält, ist deshalb zunächst fast unempfindlich gegen Licht und wird erst allmählich empfindlich infolge Rückverwandlung eines Teiles von $B$ in $A$. Gewisse Beimengungen, z. B. Silber, wirken beschleunigend auf die Einstellung des Gleichgewichts zwischen $A$ und $B$, doch ohne das Gleichgewichtsverhältnis selbst zu ändern.

Nach Sh. Bidwell[1]) beträgt der spezifische Widerstand des reinen Selens $B$ etwa $2{,}5 \cdot 10^7$ Ohm . mm²·m, ist also im Vergleich zu dem der Metalle außerordentlich hoch. Kleine Beimengungen von Metallseleniden, wie sie schon durch bloße längere Berührung mit unedlen Metallen entstehen können, setzen den Widerstand bis auf $^1/_{3100}$ des genannten Wertes herab.

Um die Lichtempfindlichkeit des Selens zu zeigen, muß man sowohl wegen seiner geringen Durchsichtigkeit als auch wegen seines sehr hohen spezifischen Widerstandes das Selen in sehr dünnen Schichten verwenden und den den Strom zuführenden Metall- oder Kohleelektroden einen sehr großen Querschnitt geben. Eine der am meisten benutzten Ausführungsformen ist die von Bidwell angegebene und in Fig. 413 abgebildete.

Auf eine an den Längsrändern eingekerbte Glimmerplatte sind zwei sehr dünne Platindrähte dicht nebeneinander, doch ohne sich zu berühren, aufgewickelt[2]). Man legt die Platte auf eine erhitzte Asbesttafel und streicht dann das amorphe stangenförmige Selen in möglichst gleichmäßiger dünner Schicht auf. Die weitere Behandlung ist bereits oben erwähnt. Je nach dem Grade und der Dauer der Erhitzung erhält man Präparate von verschiedenem Verhalten bezüglich Widerstand und Lichtempfindlichkeit. Für derartige Selenwiderstände ist der etwas seltsame Namen „Selenzelle“ gebräuchlich geworden. Um die angeblich schädigenden Einflüsse der Luftfeuchtigkeit auszuschließen, kann man die Selenzelle auch in ein luftleer gemachtes Gefäß einschließen. Fig. 414 zeigt eine der-

Fig. 413.

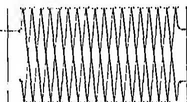
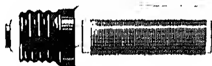


Fig. 414.



artige „Vakuumzelle“ nach Ruhmer mit Glühlampenfassung und zylindrischer Oberfläche.

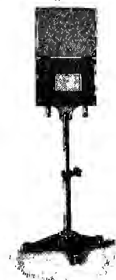
Um die Lichtempfindlichkeit bequem zeigen zu können, schließt man die Zelle in ein lichtdichtes Gehäuse ein, das mit einer Klappe versehen ist (Fig. 415). Man schaltet die Zelle, deren Widerstand im Dunkeln meist zwischen etwa 10000 und 100000 Ohm liegen wird, mit einem Galvanometer von geeigneter Empfindlichkeit in den Stromkreis einer galvanischen

[1]) Phil. Mag. (5) 31, 251 (1891).

[2]) In der Figur ist der Abstand der Deutlichkeit wegen viel zu groß gezeichnet.

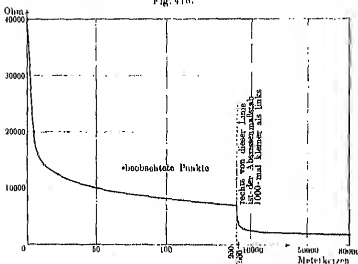
Batterie. Der zunächst nur kleine Ausschlag des Galvanometers vergrößert sich bei Belichtung der Zelle und kann bei sehr kräftiger Belichtung bis etwa auf das 20 fache steigen. Da gegenüber dem sehr hohen Widerstande des Selens der Widerstand der galvanischen Batterie und des Galvanometers kaum in Betracht kommt, so sind die Ausschläge bei verschiedener Lichtstärke direkt den Leitfähigkeiten des Selens proportional.

Fig. 415.



Die Abhängigkeit des Widerstandes von der Lichtstärke ist zuerst von Rosse[1]), dann von Adams[2]) und von W. Siemens[3]) untersucht worden. Alle drei finden, daß die Widerstandsverminderung proportional der Quadratwurzel aus der Lichtstärke ist. Aus späteren Untersuchungen mit bedeutend größeren Lichtstärken folgt jedoch, daß das genannte Gesetz nur den Wert einer Annäherung für schwaches Licht hat, da für sehr starke Belichtung offenbar der Widerstand sich einem kleinsten Grenzwert annähert. Die graphische Darstellung in Fig. 416 nach Ruhmer[4]) zeigt dies Verhalten deutlich. Um die ganze Kurve von 0 bis zu 80000 Meterkerzen Lichtstärke auf ein Blatt zeichnen zu können, ist für die Lichtstärken über 200 der Abszissen-

Fig. 416.




maßstab 1000 mal kleiner genommen als für die kleineren Lichtstärken. Die Kurve bezieht sich auf ein Selenpräparat, das von Ruhmer als „weich“

[1]) Phil. Mag. (4) 47, 161 (1874).

[2]) Proc. Roy. Soc. 23, 535 (1875); 24, 163 (1875); 25, 113 (1876). Pogg. Ann. 159, 629 (1876).

[3]) Pogg. Ann. 156, 334 (1875). Wied. Ann. 2, 521 (1877).

[4]) Physik. Zeitschr. 3, 471 (1902).

Ruhmer als „hart" bezeichnetes Präparat, dessen Empfindlichkeit bei schwacher Belichtung geringer, bei starker dagegen größer ist als die des ersteren, enthält vermutlich eine größere Menge von Selen A.

Würde das oben angegebene Quadratwurzelgesetz streng gelten, so würde aus der Widerstandsverminderung: 40000 — 7000 = 33000 Ohm bei 200 Meterkerzen eine solche von $\frac{1}{2} \times 33000 = 16500$ Ohm bei $\frac{200}{4} = 50$ Meterkerzen folgen. In Wirklichkeit beträgt die Änderung viel mehr, nämlich 40000 — 10000 = 30000 Ohm. Dagegen beträgt für 12,5 bzw. 4,6 Meterkerzen das Verhältnis $\sqrt{\frac{12,5}{4,6}} = 1,65$ und das Verhältnis der Widerstandsänderungen (40000 — 14800):(40000 — 26000) = 1,78. Für schwache Lichter gilt also das Gesetz angenähert.

Auch der zeitliche Verlauf der Widerstandsänderung ist Gegenstand der Untersuchung gewesen[1]) und besitzt außer dem wissenschaftlichen auch großes technisches Interesse. Bei plötzlicher Belichtung der vorher lange Zeit im Dunkeln gehaltenen Selenzelle nimmt der Widerstand zunächst sehr rasch, dann immer langsamer ab, und steigt sogar schließlich wieder ein wenig an, um im Verlauf mehrerer Stunden seinen Endwert zu erreichen. Vermehrte Lichtabsorption der am stärksten beeinflußten äußeren Schichten und dadurch allmählich erfolgende Abschirmung der tieferen Schichten, sowie vielleicht auch Diffusionsvorgänge sind die Ursachen der schließlichen Widerstandszunahme. Ganz ähnlich ist auch der Verlauf bei plötzlicher Verdunkelung; auf eine anfängliche rasche Zunahme folgt eine weitere langsame, die erst nach mehreren Stunden wieder zum „Dunkelwiderstande" der Zelle zurückführt. Auch hier wirkt Zusatz von einigen Prozenten Silber beschleunigend auf die Erreichung des Endzustandes.

Der außerordentlich rasche Verlauf der ersten Phase der Widerstandsänderung läßt sich nach Graham Bell[2]) dadurch nachweisen, daß man die mit einem Telephon und einer Batterie einen Stromkreis bildende Zelle mit rasch intermittierendem Licht beleuchtet. Man hört dann im Telephon einen Ton, dessen Schwingungszahl gleich der Zahl der Intermittenzen. Die intermittierende Beleuchtung kann man durch eine rotierende Sektorenscheibe oder durch eine manometrische Flamme nach König (vgl. Bd. 1, § 214) erzeugen. Ein vollständiges Instrumentarium für derartige Versuche hat J. W. Giltay[3]) in Delft (Holland) konstruiert.

Temperaturerhöhung verringert die Lichtempfindlichkeit, die bei etwa 100° fast ganz verschwindet. Dagegen nimmt die Geschwindigkeit, mit der der Endwert erreicht wird, mit steigender Temperatur zu. Bei Abkühlung auf tiefe Temperaturen ändert sich die Empfindlichkeit wenig; so ist nach Pochettino[4]) die Empfindlichkeit bei — 185° noch etwa drei Viertel derjenigen bei Zimmertemperatur.

Über die Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der Wellenlänge des Lichtes finden sich bei älteren Autoren etwas schwankende Angaben, nach denen das Maximum der Wirkung im gelben bis roten Teil des Spektrums liegen soll; die Widersprüche erklären sich leicht aus der Verschiedenheit der angewandten Lichtquellen, deren Spektra ganz verschiedene Energie-

[1]) Ruhmer, l. c. und M. Sperling, *Dissertation*. Göttingen 1908.
[2]) Sillim. Journ. (3) 22, 305 (1880).
[3]) Physik. Zeitschr. 2, 875 (1901) und 4, 287 (1903).
[4]) Atti d. Lincei 11, 289 (1902).

verteilungen besitzen. Bezieht man die Empfindlichkeit auf gleiche Strahlungsenergie der verschiedenen Spektralbezirke, so liegt nach A. H. Pfund [1]) das Empfindlichkeitsmaximum bei einer Wellenlänge von etwa 0,7 Mikron, also ziemlich in der Mitte des Rot.

Zum Schlusse mögen noch die zur Erklärung der Widerstandsänderung aufgestellten Theorien kurz besprochen werden. Die älteste, von W. Siemens [2]) stammende, nimmt an, daß das Selen durch das Licht in eine besser leitende Modifikation verwandelt werde. Später sprach dann Sh. Bidwell [3]) die Anschauung aus, daß die Leitung im Selen elektrolytischer Natur sei und von den an den Elektroden unter dem Einfluß des Lichtes sich bildenden Metallseleniden herrühre. Diese Ansicht wurde durch Versuche von G. Berndt [4]) und A. H. Pfund [5]) widerlegt, die beide auch mit Kohleelektroden empfindliche Selenzellen herstellten, obgleich die Kohle sich bei den in Frage kommenden Temperaturen nicht in nachweisbarer Menge mit dem Selen verbindet. Aus den Arbeiten von Marc und Sperling scheint mit Sicherheit hervorzugehen, daß die Lichtempfindlichkeit von einer durch das Licht verursachten Verwandlung von Selen $A$ (nichtleitend) in Selen $B$ (leitend) herrührt. Damit stimmt die vermehrte Einstellungsgeschwindigkeit bei hohen Temperaturen, da ja alle chemischen Reaktionen bei hoher Temperatur rascher verlaufen. Es erklärt sich auch die Unempfindlichkeit des reinen Selens $B$, wie man es durch Abschrecken von 200° auf 20° oder durch Erhitzen auf 200° erhält. Endlich erklärt sich auch die Gleichheit des Einflusses von Silberzusatz auf die chemische Gleichgewichtseinstellung zwischen $A$ und $B$ im Dunkeln einerseits und auf die Schnelligkeit der Änderung im Lichte andererseits.

## § 128. Präzisionswiderstände.

Bei Ausführung elektrischer Messungen entsteht vielfach die Aufgabe, irgendwelchen Teilen eines Stromkreises einen Widerstand von ganz bestimmtem Betrag zu geben. Bei geringen Anforderungen an die Genauigkeit können hierzu schon die in § 114 beschriebenen Regulierwiderstände dienen, wenn sie mit einer Vorrichtung versehen sind, an der der Betrag des eingeschalteten Widerstandes abgelesen werden kann. Unter etwa 1 Proz. wird allerdings der mögliche Fehler bei Benutzung derartiger Widerstände nicht herabzudrücken sein.

Für genaueste Messungen (siehe namentlich die §§ 135 bis 140) dienen die Präzisionswiderstände, bei deren Herstellung auf folgende Punkte Rücksicht zu nehmen ist:

1. Der Widerstand soll bei einer bestimmten Temperatur, meist 20° C, bis auf etwa $^1/_{10000}$ mit dem Sollwert übereinstimmen.
2. Der Widerstand soll sich im Laufe der Zeit nicht merklich ändern.
3. Die Abhängigkeit von der Temperatur soll möglichst gering sein.
4. Die Drahtdicken sind so zu bemessen und die Ableitung der vom Strom entwickelten Wärme ist so zu gestalten, daß keine Erwärmung des Widerstandes eintritt, die den Widerstand um mehr als etwa $^1/_{10000}$ verändert (bei Manganin entspricht dies einer Temperaturerhöhung von 5°).
5. Die thermoelektrische Kraft (s. Kap. XIII) gegen Kupfer, das als Material für die Verbindungsleitungen ja fast allein in Betracht kommt, soll möglichst klein sein, um größere Störungen durch thermoelektrische Ströme bei den Messungen auszuschließen.

---

[1]) Phil. Mag. (6) 37, 26 (1904).
[2]) Wied. Ann. 2, 534 (1877).
[3]) Phil. Mag. (5) 20, 178 (1885); 40, 233 (1895).
[4]) Physik. Zeitschr. 5, 121 (1904).
[5]) l. c.

6. Die Wickelung der Drahtrollen soll so ausgeführt sein, daß Störungen durch Selbstinduktion und gegenseitige Kapazität der Drahtwindungen möglichst vermieden werden (s. Kap. IX).

Durch eine große Reihe von ausgedehnten Untersuchungen in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt[1] sind die Methoden zur praktischen Erfüllung der genannten Bedingungen ermittelt worden.

Als Material kommt ausschließlich Manganin (s. § 125) in Betracht, das von den dort genannten Widerstandsmaterialien den kleinsten Temperaturkoeffizienten hat; gegenüber dem Constantan mit nicht viel größerem Koeffizienten hat es den Vorteil einer 20mal geringeren thermoelektrischen Kraft gegen Kupfer (etwa $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ Volt/Grad). Die mit Seide besponnenen Manganindrähte werden „bifilar"[2] auf ein mit lackierter Seide beklebtes dünnwandiges Metallrohr von möglichst großem Durchmesser in einer einzigen Lage gewickelt, mit Schellack überzogen und vor dem endgültigen Abgleichen 10 Stunden lang auf etwa 140° erwärmt. Durch diese Behandlung werden die beim Wickeln entstehenden Spannungen im Drahte beseitigt, so daß spätere Temperaturschwankungen und Erschütterungen keine dauernden Änderungen des Widerstandes mehr hervorbringen (vgl. das „künstliche Altern" der Magnete in § 61). Die in der Reichsanstalt ausgeführten Untersuchungen ergaben, daß sich die Manganinwiderstände während mehrerer Jahre um weniger als $^{1}/_{50000}$ ihres Wertes veränderten. Durch die Aufwickelung auf das Metallrohr wird für schnelle Abführung der vom Strome entwickelten Wärme gesorgt.

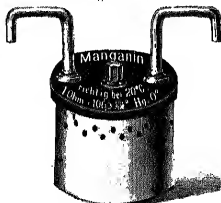


Fig. 417.

Der eigentliche Widerstand wird durch Hartlötung mit den kupfernen Zuleitungen verbunden, deren aus der Schutzhülle herausragende Enden zur Verbindung mit anderen Teilen des Stromkreises dienen.

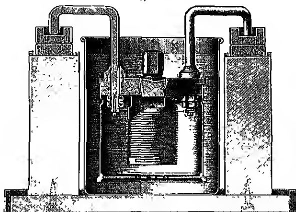
Zu den Ausführungsformen übergehend, beginnen wir mit der Beschreibung der „Normalwiderstände", die, als von der Reichsanstalt prüfbare

[1] Als ausführende Beobachter bei diesen Untersuchungen seien genannt (in alphabetischer Reihenfolge): Diesselhorst, Feussner, Jäger, Kahle, Kohlrausch, Lindeck; s. Veröffentl. d. Physik.-Techn. Reichsanstalt.

[2] Die zur Vermeidung der „Selbstinduktions"wirkungen beim Schließen und Öffnen des Stromes dienende „bifilare" Wickelung besteht darin, daß der Draht in der Mitte um 180° geknickt wird, so daß seine beiden Hälften nebeneinander liegen und beim Aufwickeln eine doppelgängige Schraubenlinie entsteht, deren beide Teile vom Strome in *entgegengesetzter Richtung* durchflossen werden. Über den physikalischen Effekt dieser Wickelungsart s. Kap. IX. Sehr große Widerstände werden besser nach einer von Chaperon (Compt. rend. 108, 799, 1889) angegebenen Methode bewickelt, indem abwechselnd mehrere Windungen rechtsgängig, dann ebenso viele linksgängig gewickelt werden. Dadurch werden auch noch die bei der Bifilarwickelung sehr stark auftretenden Kapazitätswirkungen aufgehoben.

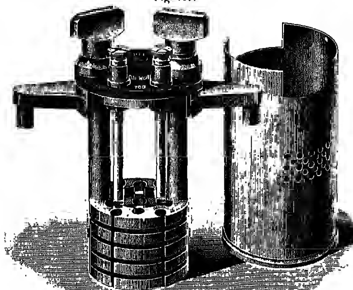
Etalons, hauptsächlich dazu dienen, andere Gebrauchswiderstände zu kontrollieren. Fig. 417 zeigt ein nach den Vorschriften der Reichsanstalt gebautes Normalohm in äußerer Ansicht[1]); Fig. 418 im Durchschnitt. Die Stromzuleitung geschieht durch Quecksilbernäpfe, in die die dicken kupfernen Bugel eingehängt werden.

Fig. 418.



Das durch einen Stöpsel verschließbare Loch im Hartgummideckel dient zur Einführung eines Thermometers. Bei Beanspruchung mit starken Strömen

Fig. 419.



wird der Widerstand zur Kühlung in ein Petroleumbad eingesenkt. In der beschriebenen Weise sind die Normalwiderstände im Betrage von 0,1, 1, 10 usw. bis zu 100 000 Ohm konstruiert.

[1]) Fabrikanten u. a.: O. Wolff, Berlin; Siemens u. Halske, Charlottenburg; *Hartmann u. Braun*, Frankfurt a. M.

inere Widerstände von 0,01, 0,001, 0,0001 Ohm dienen Bleche oke aus Manganin. Fig. 419 zeigt das Innere eines Normal- von 0,0001 Ohm; der eigentliche Widerstand besteht aus fünf liegenden runden Scheiben aus Manganinguß, in die behufs Ab- af den vorgeschriebenen Wert Löcher eingebohrt sind. Außer Stromzuführungen besitzt der Apparat noch zwei dünnere Zu- die am oberen Ende sogenannte „Abzweigklemmen" tragen, unteren Enden so angebracht sind, daß der Sollwert des Wider- gerade zwischen ihnen befindet (s. § 138 und 140).

gende Tabelle [1]) enthält Angaben über die für die gebräuchlichen stände zulässigen Strombelastungen bei höchsten Ansprüchen an keit (Fehlergrenze unter $^1/_{10000}$). Bei geringeren Ansprüchen e $^1/_{1000}$) kann bis zu etwa dem 10fachen der angegebenen Ström rden.

die Belastungsgrenze nur die Wärmeentwickelung (siehe § 141) maß- d diese der Größe $J^2 W$ proportional ist, so ist bei ungefähr gleichen nsionen der verschiedenen Widerstände, also gleich rascher Wärme Belastungsgrenze durch $J^2 W$ gegeben. In der Tat hat für alle in Tabelle angeführten Widerstände $J^2 W$ etwa den Wert 10 bei Be- ft und 100 in Petroleum.

| Widerstand | In Luft | In Petroleum |
|---|---|---|
| | für Ströme bis | |
| Ohm | Ampere | Ampere |
| 10000,0 | 0,005 | 0,01 |
| 1000,0 | 0,05 | 0,1 |
| 100,0 | 0,3 | 1,0 |
| 10,0 | 1,0 | 3,0 |
| 1,0 | 3,0 | 10,0 |
| 0,1 | 10,0 | 30,0 |
| 0,01 | 30,0 | 70,0 |
| 0,001 | 100,0 | 150,0 |
| 0,0001 | 200,0 | 300,0 |

trischen Messungen aller Art (s. § 135 bis 140), sowie zum Regu- acher Ströme dienen in erster Linie die zuerst von W. v. Sie- gebenen Stöpselwiderstände [2]).

weilen auch für diese Apparate gebrauchte Bezeichnung „Rheostat" Stromfeststeller) ist als veraltet zu betrachten; sie stammt aus der Widerstände hauptsächlich dazu gebrauchte, um den Strom der in- alvanischen Batterien, über die man allein als Stromquellen verfügte, hindurch konstant zu halten, indem man den anfänglich eingeschal- Widerstand allmählich in geeigneter Weise verringerte.

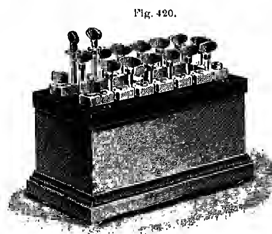
.0 zeigt einen Stöpselwiderstand in äußerer Ansicht, Fig. 421 nere; speziell die bifilare Wickelungsweise ist deutlich zu sehen. tandsrollen sind durch Vermittelung dicker Kupferdrähte an ze geführt, die auf einer Hartgummiplatte befestigt sind. Zwischen

Angaben der Firma Siemens u. Halske. O. Wolff gibt für seine Vorschrift der Reichsanstalt hergestellten Widerstände etwa dreimal mstärken an.

lkanten u. a.: O. Wolff, Berlin; Siemens u. Halske, Charlottenburg; Braun, Frankfurt a. M.; Edelmann, München.

je zwei Klötze kann ein schwach konischer Stöpsel eingesteckt werden, wodurch die entsprechende Widerstandsrolle „kurzgeschlossen“ wird. Es sind also in den gesamten Stromkreis immer nur diejenigen Widerstände eingeschaltet, deren Stöpsel „gezogen“ sind. Der Übergangswiderstand zwischen den Messingklötzen und den Stöpseln beträgt bei sauberem Zustande [1]) der letzteren nur wenige Tausendstel Ohm.

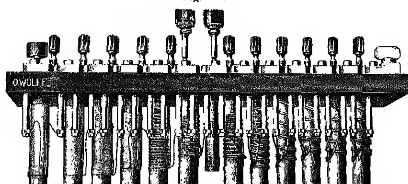
Fig. 420.



In die Messingklötze selbst sind meist noch Löcher gebohrt, in die man mit Klemmschrauben versehene „Abzweigstöpsel“ einsetzen kann. In Fig. 420 und 421 sind je zwei solcher Abzweigstöpsel sichtbar.

Die Widerstände sind meist ähnlich wie Gewichtssätze in der Reihenfolge 0,1, 0,2, 0,2, 0,5, 1, 2, 2, 5, 10, 20, 20, 50, 100, 200, 200, 500 usw. Ohm angeordnet. Durch geeignete Auswahl der gezogenen Stöpsel kann man also jeden Widerstandswert von 0,1 Ohm bis zum doppelten Wert des höchsten Einzelwiderstandes in Abstufungen von je 0,1 Ohm herstellen. Auch die Anordnung 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 1, 2, 3, 4, 10, 20, 30, 40 usw. ist bisweilen in Gebrauch.

Fig. 421.




Die namentlich bei großer Anzahl der vorhandenen Stöpsel doch nicht immer ganz zu vernachlässigende Unsicherheit wegen des Übergangswider-

[1]) Zum Schutze gegen Oxydation reibe man die Stöpsel von Zeit zu Zeit mit etwas Petroleum ein. Bei Nichtgebrauch sind sämtliche Stöpsel nur ganz lose einzustecken; *beim Gebrauch drücke man die Stöpsel mit leichter Drehung in ihre Löcher.* Gezogene Stöpsel lege man nicht auf den Tisch, wo sie leicht mit Quecksilber oder Schmutz in Berührung kommen, sondern in eine Schale oder auf ein sauberes Papierblatt.

ndes der Stöpsel hat zur Konstruktion der sogenannten „Dekadenwiderstände" geführt.

Jede Dekade besteht aus zehn hintereinandergeschalteten Widerständen n je 0,1 oder 1 oder 10, 100 usw. Ohm.

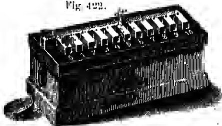


Fig. 422.

*Fig.* 422 zeigt einen Dekadenwiderstand von 1 bis 10 *Ohm*; e Enden der hintereinandergeschalteten einzelnen Rollen d mit den kleinen Klötzen verbunden; mittels bloß eines psels kann jeder beliebige iderstand von 1 bis 10 Ohm geschaltet werden, während der zuerst beschriebenen Anordnung, z. B. beim Ziehen von oß 1 Ohm, in einem Kasten von im ganzen 10 Ohm drei Stöpsel stecken ssen. Natürlich sind die Dekadenwiderstände wegen der größeren Rollenhl teurer als die zuerst beschriebenen.

An Stelle des wandernden Stöpsels bei Dekadenwiderständen kann auch ne Kurbel dienen. Man erhält so eine Anordnung, die prinzipiell gleich rjenigen der in § 114 beschriebenen Kurbelregulierwiderstände ist, nur ist r alles genauer gearbeitet und namentlich dafür gesorgt, daß an der rbelachse und den Schleifkontakten keine schädlichen Übergangswider-

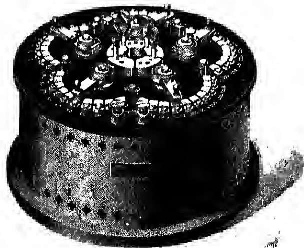


Fig. 423.

nde auftreten. Fig. 423 zeigt einen Kurbelwiderstand von Siemens Halske mit vier Kurbeln für die Zehntel, Einer, Hunderter und Tausender d außerdem Stöpsel für die Zehntausender.

Die oben beschriebenen Präzisionswiderstände eignen sich ihrer ganzen art nach nicht für Belastung mit stärkeren Strömen. Als Belastungs-

grenze für jede einzelne Widerstandsrolle betrachte man etwa

$$J_{max} = 0{,}4/\sqrt{w} \text{ Amp.},$$

wobei $w$ den Widerstand in Ohm bedeutet. Eine Rolle von 100 Ohm darf also höchstens mit 0,04 Amp. belastet werden. Bei lange dauernder Einschaltung ist die Grenze eventuell noch niedriger zu nehmen.

Hartmann und Braun u. A. fabrizieren übrigens für „technische Zwecke" (Genauigkeitsgrenze etwa ½ Proz.) brauchbare Widerstände mit höherer Belastungsgrenze, nämlich:

| | |
|---|---|
| Für die Zehntel . . . . . . . . . . . . | $J_{max}$ = 1,5 Amp. |
| „ „ Einer . . . . . . . . . . . . . | „ = 0,8 „ |
| „ „ Zehner . . . . . . . . . . . | „ = 0,25 „ |
| „ „ Hunderter . . . . . . . . . | „ = 0,08 „ |
| „ „ Tausender . . . . . . . . . | „ = 0,03 „ |

**§ 129. *Elektromagnetische Einheiten der elektromotorischen Kraft.* Normalelemente.** Wie für Stromstärke und Widerstand, so hat man auch für die elektromotorische Kraft zunächst ein willkürliches Maß angenommen, indem man die elektromotorische Kraft des Daniellschen Elementes zur Einheit wählte. Abgesehen von dem Umstande, daß diese Einheit je nach der Zusammensetzung des Elementes etwas schwankender Größe ist, erschien es geboten, den absoluten Einheiten der Stromstärke und des Widerstandes auch eine absolute Einheit der elektromotorischen Kraft an die Seite zu setzen.

Man gelangt zu einer solchen mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes, indem man als absolute Einheit der elektromotorischen Kraft jene bezeichnet, welche in einem Leitor vom absoluten Widerstande 1 die absolute Stromstärke 1 entstehen läßt. Da wir dabei das elektromagnetische Strommaß zugrunde legen, so erhalten wir auch für die elektromotorische Kraft ein elektromagnetisches Maß. Bezogen auf Zentimeter, Gramm und Sekunde wollen wir dasselbe demnach als Elektromotorische Krafteinheit (CGS) bezeichnen.

Da diese Einheit unbequem klein ist, so hat der elektrische Kongreß in Paris 1881 das Hundertmillionenfache davon als praktische Einheit der elektromotorischen Kraft unter dem Namen Volt eingeführt. Es ist also:

$$1 \text{ Volt} = 10^8 \text{ elektromotorische Krafteinheiten (CGS)}.$$

Da nun, wie wir früher mitteilten,

$$1 \text{ Amp.} = {}^1/_{10} \text{ Stromeinheit (CGS)}$$

und

$$1 \text{ Ohm} = 10^9 \text{ Widerstandseinheiten (CGS)},$$

so gilt wegen:

$$^1/_{10} \text{ Stromeinheit (CGS)} = \frac{10^8 \text{ elektromotorische Krafteinheiten (CGS)}}{10^9 \text{ Widerstandseinheiten (CGS)}}$$

auch

$$1 \text{ Amp.} = \frac{1 \text{ Volt}}{1 \text{ Ohm}},$$

das heißt, wir können definieren:

A. 1 Volt (abgekürzt 1 V) ist diejenige elektromotorische Kraft, welche in einem Leiter von 1 Ohm Widerstand eine Stromstärke = 1 Amp. entwickelt.

Die elektromotorische Kraft eines Daniellschen Elementes, dessen Elektrolyte aus 15 proz. Schwefelsäure und konzentrierter Kupfersulfatlösung bestehen, beträgt nach A. v. Waltenhofen [1], dem wir die erste genaue Bestimmung dieser Zahl verdanken, 1,088 V.

Auf die praktische Ausführung absoluter Voltbestimmungen soll erst später eingegangen werden. Hier genüge der Hinweis auf eine prinzipiell ausführbare Methode: Wenn man das zu messende Element in einen Stromkreis von bekanntem Gesamtwiderstand $W$ einschaltet und an einer mitengeschalteten Tangentenbussole die Stromstärke $J$ beobachtet, so ist: $E = J \cdot W$ die EMK des Elementes.

Da es viel leichter ist, elektromotorische Kräfte untereinander zu vergleichen (s. § 140), als sie in absolutem Maße zu messen, so ist es wünschenswert, als konstantes Vergleichsobjekt eine stets reproduzierbare, ein- für allemal in absolutem Maße gemessene EMK zu besitzen. Diesen Zweck erfüllen die sogenannten „Normalelemente". Die wesentlichen Bedingungen, die ein Normalelement zu erfüllen hat, sind:

1. Elektroden und Elektrolyte im Element müssen aus solchen Substanzen bestehen, die in genügender Reinheit herstellbar sind, so daß bei vorschriftsmäßiger Zusammensetzung das Normalelement stets dieselbe EMK besitzt.

2. Die EMK darf sich im Laufe der Zeit nicht ändern und darf auch nach Entnahme mäßiger Ströme keine dauernden Änderungen zeigen.

3. Die Abhängigkeit der EMK von der Temperatur soll möglichst klein sein.

*Den genannten Bedingungen* entspricht das Daniellelement, das früher bisweilen als Normalelement benutzt wurde, nur schlecht. Dagegen hat das Element von Latimer Clark, kurz als Clarkelement bezeichnet, eine weite Verbreitung gewonnen. Seine Elektroden sind Quecksilber und 10 proz. Zinkamalgam. Das Quecksilber ist mit einer Paste aus $Hg_2SO_4$ und $ZnSO_4$ bedeckt und der übrige Raum mit gesättigter $ZnSO_4$-Lösung gefüllt.

Näheres über die Einzelheiten bei der Herstellung und Füllung findet man in Kohlrausch, *Lehrb. d. prakt. Physik*, 10. Aufl., S. 378; ebendort auch *Literatur*angaben.

Die EMK des Clarkelementes für eine Temperatur $t$ zwischen 0 und 30° beträgt nach den in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführten Untersuchungen:

$$E = 1{,}4282 - 0{,}00123\,(t - 18) - 0{,}000\,007\,(t - 18)^2 \text{ Volt.}$$

*Bei $t = 18°$ ist also $E = 1{,}4282$ Volt.*

Wegen der verhältnismäßig großen Änderung der EMK mit der Temperatur, die mehr als $^1/_{1000}$ Volt pro Grad beträgt, muß die Temperatur genau bekannt sein; die Clarkelemente enthalten deshalb meist auch ein Thermometer. Fig. 424 zeigt ein Clarkelement nach Angabe von Feussner mit eingebautem Thermometer, dessen Skala in einem Ausschnitt des Deckels sichtbar ist [2]).

[1]) Pogg. Ann. 133, 465 (1868). Zeitschr. f. Elektrotechnik 1884, S. 707.
[2]) Bezugsquellen: Siemens u. Halske, Hartmann u. Braun, O. Wolff u. a.

Neuerdings ist an Stelle des Clarkelements ein der Weston-Electric-Comp. patentiertes Element in Gebrauch gekommen, das meist kurz als Westonelement bezeichnet wird und sich vom Clarkschen wesentlich dadurch unterscheidet, daß Zink und Zinksulfat durch Cadmium und Cadmiumsulfat ersetzt sind. Die Lösung enthält bei 4° gesättigtes Cadmiumsulfat. Die EMK beträgt:

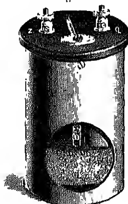


Fig. 424.

$$E = 1{,}0187 - 0{,}000\,035\,(t - 18) - 0{,}000\,000\,65\,(t - 18)^2 \text{ Volt.}$$

Der Hauptvorteil des Westonelements gegenüber dem Clarkelement ist der 35 mal kleinere Temperaturkoeffizient, der meist ganz vernachlässigt werden kann.

Normalelemente dienen nicht zur Stromlieferung, sondern nur zu Messungen mittels sogenannter Nullmethoden (siehe weiter unten § 140), bei denen höchstens Ströme von einigen 100000stel Ampere dem Element entnommen werden. Stärkere Beanspruchung bewirkt Sinken der EMK durch Polarisation, die erst nach längerer Zeit wieder verschwindet. Am besten schützt man das Element vor Überanstrengung dadurch, daß man stets einen Widerstand von etwa 80000 Ohm vorschaltet.

Fig. 425.



Zur Aufladung von Elektrometernadeln auf konstante Spannung und andere ähnliche Zwecke hat F. Krüger[1]) eine Batterie aus 100 kaum finger-

[1]) Physik. Zeitschr. 7, 182 (1906). Fabrikant: Spindler u. Hoyer, Göttingen.

ien Kadmiumelementen konstruiert, die zusammen etwa 102 Volt
ng besitzen. Fig. 425 zeigt die Anordnung der Batterie in verschließ-
Schutzkasten. Die Klemmen gestatten eine Abstufung der Spannung
zu 20 Volt.

**130. Elektromagnetische Einheit der Spannung und der Kapa-**
Wenn wir die beiden Elektroden eines galvanischen Elementes
em genügend empfindlichen Elektrometer, etwa mit den Quadranten
uadrantenelektrometers verbinden, dessen Nadel mit einer hohen Hilfs-
geladen ist, so finden wir, daß eine Potentialdifferenz oder Span-
zwischen den beiden Elektroden vorhanden ist.

.11 eines Quadrantenelektrometers genügt auch ein Säulenelektrometer
.08), dessen Blättchen man mit der einen, dessen Gehäuse man mit der
Elektrode verbindet. Endlich kann man auch ein gewöhnliches Blättchen-
:op in Verbindung mit einem Voltaschen Kondensator benutzen.

rbinden wir mehrere gleichartige Elemente hintereinander, so finden wir
annung an ihren äußeren Enden proportional ihrer Anzahl, ganz ähnlich
es in § 107 an den Platten einer Voltaschen Säule gefunden haben.
hen wir endlich die an verschiedenartigen Elementen, etwa an einem
und einem Bunsenelement elektrometrisch gemessenen Spannungen
ider, so finden wir sie proportional mit den Stromstärken, die dieselben
e in Stromkreisen von gleichem Widerstande erzeugen. Bei Ausführung
ersuche ist der Drahtwiderstand im Kreise so hoch zu nehmen, daß
der verschiedene innere Widerstand der Elemente nicht in Betracht
natürlich muß ein Galvanometer von genügend hoher Empfindlichkeit
en werden. Ein Spiegelgalvanometer von etwa 1 Skalenteil Ausschlag
$^{6}$ Amp. und ein Leitungswiderstand von 10000 Ohm würde bei einem
ement etwa 100 und bei einem Bunsenelement etwa 200 Tle. Aus-
rgeben.

s dieser Vergleichung der elektrometrischen und galvanometrischen
gen folgt:

Die Potentialdifferenz an den Elektroden einer ruhenden
nen Strom liefernden) galvanischen Batterie ist ihrer elektro-
schen Kraft proportional.

liegt nahe, diese Proportionalität zu einer Gleichheit zu machen,
an für die Spannungsdifferenz ebenfalls eine elektromagne-
Einheit einführt und diese gleich derjenigen Spannung
ie an den Elektroden einer stromlosen Batterie von der
: der EMK herrschen würde.

galvanisches Element, dessen EMK gleich 1 Volt oder gleich
-Einheiten, würde also an einem Elektrometer eine Spannung von
1 Volt oder $10^8$ CGS-Einheiten erzeugen.

n wir also unser Elektrometer einmal mit einem Element von be-
EMK in Volt oder CGS-Einheiten geeicht haben, etwa mit einem
er Westonelement, so können wir die EMK jedes beliebigen anderen
s am Elektrometer messen.

wollen noch das Verhältnis der elektromagnetischen zur elektro-
. Spannungseinheit bestimmen.

Aus dem Ohmschen Gesetz folgt:

$$J = E/w \text{ oder } E = J.w \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

ferner haben wir in § 122 mittels des Jouleschen Gesetzes die Widerstandseinheit dadurch definiert, daß der Strom $J = 1$ CGS im Widerstand $w = 1$ CGS eine Wärmemenge von $Q = 1$ Erg pro Sekunde entwickeln sollte Nach Gleichung (3) in § 122 war

$$Q = J^2.w \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

oder wegen Gleichung (1):

$$Q = E.J \text{ Erg/Sek.} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Da nun nach Gleichung (4) in § 102 dieselbe Beziehung auch bei elektrostatischer Messung von $E$ und $J$ gilt, so erhalten wir die Gleichung:

$$E_{CGS}.J_{CGS} = E_{cgs}.J_{cgs} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

oder

$$\frac{E_{CGS}}{E_{cgs}} = \frac{J_{cgs}}{J_{CGS}} = 3.10^{10} \text{ (vgl. § 120)} \quad \ldots \quad (5)$$

Aus (5) folgt: Die elektromagnetische Spannungseinheit ist $3.10^{10}$ mal kleiner als die elektrostatische.

Da ferner 1 Volt gleich $10^8$ CGS ist, so folgt:

$$\frac{3.10^{10}}{10^8} = 300 \text{ Volt} = 1 \text{ cgs-Einheit} \quad \ldots \quad (6)$$

Wenn nun auch EMK und Potentialdifferenz oder Spannung durch die gleichen Maßeinheiten ausgedrückt werden, so sind beide doch Größen ganz verschiedener Art und dürfen nicht miteinander verwechselt werden.

Es können z. B. bei elektrostatischen Versuchen Potentialdifferenzen vorhanden sein ohne EMK, und es sind Fälle denkbar, wo zwischen zwei Punkten eines Leitersystems eine EMK angenommen werden muß, obgleich beide Punkte auf gleichem Potential sind.

Unter einer EMK verstehen wir eine Ursache, durch welche unter Verbrauch irgend welcher (chemischer, thermischer oder mechanischer) Energie das Gleichgewicht der Elektrizität dauernd gestört wird, so daß entweder ein Strom, oder aber, wenn der Kreis unterbrochen ist, bloß eine Potentialdifferenz entsteht. Eine EMK besteht also z. B. an der Berührungsstelle zwischen einer Zinkplatte und dem Elektrolyten eines galvanischen Elementes, denn dort wird chemische Energie verbraucht, um Elektrizität aus der Zinkplatte in die Flüssigkeit zu treiben, so daß diese ein höheres Potential annimmt als jene. Die Elektrizitätsbewegung findet also dabei entgegen den elektrostatischen Kräften statt, die allein nur eine Bewegung von höherem zu niederem Potential hervorbringen.

Die EMK eines Elementes ist nur im stromlosen Zustande gleich der Potentialdifferenz seiner Elektroden. Denn denken wir uns etwa das Element durch einen ganz kurzen, dicken Draht geschlossen, so ist die Potentialdifferenz der Elektroden fast Null. Die EMK des Elementes ist aber dieselbe geblieben, wenn wir von Polarisationserscheinungen hier absehen. Dagegen würden wir jetzt zwischen den an die Elektroden grenzenden Flüssigkeitsschichten eine Potentialdifferenz etwa gleich der EMK finden, während im stromlosen Zustande die ganze Flüssigkeit dasselbe Potential hat. (Näheres hierüber siehe auch § 131.)

Einheit der Kapazität:

Aus der Einheit der Potentialdifferenz und der in den §§ 118 und 120 definierten Einheit der Elektrizitätsmenge erhalten wir die Einheit der Kapazität im CGS-System, indem wir in der Gleichung (1) des § 74:

$$\Phi = e/K \text{ oder } K = e/\Phi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

auf der rechten Seite statt der Werte in egs-Einheiten diejenigen in CGS-Einheiten setzen. Demnach gilt:

$$K_{CGS} = e_{CGS}/\Phi_{CGS} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

In Worten:

B. Die Einheit der Kapazität (CGS) wird von der Einheit der Elektrizitätsmenge (CGS) auf das Potential 1 (CGS) geladen.

Das Verhältnis der Zahlenwerte einer gegebenen Kapazität in elektromagnetischem und elektrostatischem Maß ergibt sich zu:

$$K_{CGS}/K_{egs} = e_{CGS}/e_{egs} \cdot \Phi_{egs}/\Phi_{CGS} = \frac{1}{9 \cdot 10^{20}} \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Die elektromagnetische Kapazitätseinheit ist also $9 \cdot 10^{20}$ mal größer als die elektrostatische. Von dieser Größe mag man sich einen Begriff machen aus der Angabe, daß der Radius einer Kugel von der Kapazität 1 CGS etwa 200 mal größer ist als der Abstand zwischen der Sonne und dem Sirius, und vom Lichte in etwa 1000 Jahren durchlaufen werden würde.

Man ist deshalb übereingekommen, auch für die Kapazität eine praktische Einheit einzuführen, die man zweckmäßigerweise so wählte, daß die Gleichung (7) gültig bleibt, wenn man für Kapazität, Elektrizitätsmenge und Spannung an Stelle der absoluten die praktischen Einheiten einsetzt. Die praktische Kapazitätseinheit hat den Namen „Farad" erhalten. Es gilt also:

$$1 \text{ Farad} = \frac{1 \text{ Coulomb}}{1 \text{ Volt}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Da 1 Coulomb $= 10^{-1}$ CGS und 1 Volt $= 10^{8}$ CGS, so folgt:

$$1 \text{ Farad} = 10^{-9} \text{ CGS} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Auch diese Einheit ist noch immer unbequem groß, da eine Kugel von 1 Farad Kapazität einen Radius von $9 \cdot 10^{11}$ cm haben würde. Man rechnet deshalb meistens mit 1 Millionstel Farad = 1 „Mikrofarad" als einer in Form von Papier- oder Glimmerkondensatoren (vgl. § 77) bequem herstellbaren Einheit. Sie entspricht einer Kugel von 9 km Durchmesser. Man merke noch die für Umrechnungen nützliche Beziehung:

$$1 \text{ Mikrofarad} = 10^{-15} \text{ CGS} = 900\,000 \text{ egs} \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

**§ 131. Weitere Bestätigungen des Ohmschen Gesetzes**[1]. In § 121 haben wir das Ohmsche Gesetz für die galvanisch erzeugten Ströme in der Form abgeleitet, daß, wenn $E_a$ die gesamte EMK der wirkenden Batterie und $W_a$ die Summe aller Widerstände war, die Stromstärke durch den Ausdruck:

$$J = E_a / W_a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

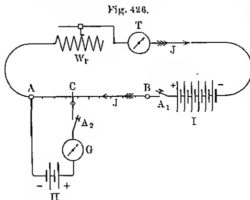
[1]) Die in den Jahren 1825 und 1826 in Schweiggers Journal veröffentlichten Abhandlungen Ohms, deren Resultate hier in § 131 bis 138 entwickelt werden, sind in dem bereits auf S. 200 erwähnten Werk zusammengefaßt.

gegeben war. Wir wollen im Folgenden zeigen, daß wir auch hier (genau wie in § 101 für sehr schwache Ströme in schlechten Leitern direkt und in § 102 für rasch veränderliche Ströme in metallischen Leitern indirekt nachgewiesen wurde) das Ohmsche Gesetz auf jeden beliebigen Teil eines Stromkreises anwenden können. Ist also $E$ die Spannungsdifferenz an den Enden irgend eines vom Strome $J$ durchflossenen Drahtstückes vom Widerstande $W$, so soll auch hier gelten:

$$J = E / W \qquad (2)$$

Spannungsgefälle: Greifen wir aus einem vom Strome $J$ durchflossenen Drahte $AB$ (Fig. 426) ein beliebiges Stück $AC = L$ heraus, so ist dessen Widerstand der Länge des Stückes proportional. Die Spannungsdifferenz $E$ der Enden von $AC$ muß also, da $J$ im ganzen Drahte gleich groß, nach Gleichung (2) der Länge $L$ proportional sein.

Fig. 426.




Um die Richtigkeit dieses Schlusses experimentell nachzuweisen, könnte man, während ein mittels eines Regulierwiderstandes $W_r$ konstant gehaltener Strom den Draht durchfließt, die Punkte $A$ und $C$ mit den Quadrantenpaaren eines empfindlichen Quadrantenelektrometers (Schaltung I, § 99) oder mit den beiden Platten eines Voltaschen Kondensators verbinden, und so die Spannungen direkt elektrostatisch messen[1]). Für Vorlesungszwecke ist folgende, von L. Clark[2]) stammende Anordnung bequemer.

Eine Batterie I von etwa 6 Volt (drei Bunsenelemente oder Akkumulatoren, oder sechs Daniellelemente, oder fünf große Trockenelemente) sendet einen mittels eines Regulierwiderstandes $W_r$ von maximal etwa 20 Ohm regulierbaren Strom $J$ durch eine Tangentenbussole $T$, einen gerade ausgespannten Manganindraht $AB$ von etwa 1 m Länge und 0,3 qmm Querschnitt und einen Ausschalter $A_1$. Auf dem Drahte läßt sich ein verschiebbarer Kontakt $C$ meßbar verschieben (vgl. Fig. 341, S. 364).

Der Draht hat etwa 6 bis 7 Ohm Widerstand und hält den bei völlig ausgeschaltetem $W_r$ entstehenden Strom von etwa 1 Amp. ohne übermäßige Erhitzung kurze Zeit aus. Man halte $A_1$ nur so lange geschlossen, als für die Ausführung eines Versuches nötig. Eine Tangentenbussole von etwa 20 cm Radius mit 10 Windungen gibt passende Ausschläge.

Mit den Punkten $A$ und $C$ ist eine Zweigleitung verbunden, die ein empfindliches Galvanometer $G$ und eine Batterie II von konstanten Elementen enthält, die, weil sie nur wenig Strom zu liefern haben, sehr klein sein können. Es genügen sechs bis acht ganz kleine Trockenelemente. Ein

---

[1]) Tatsächlich so ausgeführt von R. Kohlrausch, Pogg. Ann. 78, 1 (1849).
[2]) Journ. de phys. 1, 367 (1872).

federnder Ausschalter $A_2$ (vgl. Fig. 334 oder Fig. 335, S. 362) gestattet, die Zweigleitung nur auf einen Augenblick zu schließen.

Erster Versuch: Wir schalten bei II zuerst bloß ein Element mit der in der Figur angedeuteten Polrichtung ein, machen $W_r$ möglichst klein, schließen den Strom $J$ bei $A_1$ und verschieben dann $C$ so lange, bis beim Niederdrücken von $A_2$ das Galvanometer $G$ keinen Ausschlag zeigt. Der Punkt $C$ wird ziemlich nahe an $A$ liegen. Sei $L_1$ die Länge $AC$. Dann schalten wir zwei Elemente bei II ein und finden, daß wir nunmehr $C$ nach $B$ hin verschieben müssen bis zu einem Abstand $AC = L_2$. Dasselbe machen wir dann mit drei und mehr Elementen bei II, bis der Punkt $C$ dicht an $B$ heranrückt. Während der ganzen Versuchsreihe muß, wenn nötig, durch kleine Verschiebungen von $W_r$ der Strom $J$ konstant gehalten werden.

Ist $n$ die Zahl der bei II eingeschalteten Elemente und $L_n$ die zugehörige Länge von $AC$, so ergibt der Versuch, daß $L_n$ proportional $n$ ist.

Beispiel: Ablenkung der Tangentenbussole $\varphi = 44,5^0$, entsprechend etwa 0,74 Ampere.

| | | | |
|---|---|---|---|
| $n =$ | 1 | 2 | 3 Trockenelemente |
| $L =$ | 29,3 | 58,8 | 87,2 cm |
| $L/n =$ | 29,3 | 29,4 | 29,1. |

Was folgt nun aus diesem Versuche? Aus der Stromlosigkeit in der Zweigleitung folgt, daß das Potential jedes zusammenhängenden metallischen Teiles konstant sein muß (vgl. § 87, Satz A). Es befindet sich also $C$ auf gleichem Potential, wie der +-Pol, und $A$ auf gleichem Potential wie der −-Pol der Batterie II. Da diese stromlos, so ist die Potentialdifferenz ihrer Elektroden gleich ihrer EMK (vgl. § 130), also proportional der Anzahl $n$ der eingeschalteten Elemente; $n$ ist somit proportional der Potentialdifferenz zwischen $C$ und $A$, und aus der Konstanz der letzten Zeile der Tabelle folgt:

A. Die Spannungsdifferenz zweier Punkte eines stromdurchflossenen Drahtstückes ist der Länge dieses proportional, oder das „Spannungsgefälle" längs des Drahtes ist konstant.

Man kann diesen Satz benutzen, um beliebige meßbar veränderliche Spannungen zu erzeugen; z. B. kann man die Skala eines Quadrantenelektrometers eichen, indem man die beiden Quadrantenpaare mit $A$ und $C$ verbindet; ist der Strom im Gleitdraht konstant, so sind die Spannungen proportional den Längen $\overline{AC}$.

Zweiter Versuch: Wir schalten bei II drei Elemente ein, schieben den Kontakt $C$ möglichst nahe an das Ende $B$ und regulieren den Strom durch Änderung von $W_r$ so ein, daß die Zweigleitung stromlos wird. Dann machen wir denselben Versuch, ohne $C$ zu verschieben, mit zwei Elementen bei II. Wir müssen, um wieder Stromlosigkeit der Zweigleitung zu erzielen, den Strom $J$ im Drahte $AB$ abschwächen, indem wir $W_r$ entsprechend vermehren. Eine noch weitere Abschwächung des Stromes ist nötig, wenn wir bloß ein Element bei II einschalten.

Folgende Tabelle zeigt die Ergebnisse einer Versuchsreihe:

$AB = 100$ cm, $AC = 90$ cm

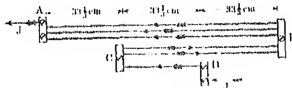
| | | | |
|---|---|---|---|
| $n =$ | 1 | 2 | 3 |
| $\varphi =$ | $18^0$ | $33^0$ | $44^0$ |
| $tg\,\varphi =$ | 0,32 | 0,65 | 0,97 |
| $tg\,\varphi/n =$ | 0,32 | 0,32 | 0,32 |

Das Resultat besagt, da $a$ die Spannungsdifferenz an $AC$ und $b/\varphi$ die Stromstärke mißt:

B. **Das Spannungsgefälle an einem stromdurchflossenen Draht ist der Stromstärke proportional.**

**Dritter Versuch:** Die in Fig. 427 dargestellte Vorrichtung besteht aus drei parallelen Manganindrahten $AB$ von je 100, zwei parallelen Drähten $BC$ von je $66^2/_3$ und einem Draht $CD$ von $33^1/_3$ cm Länge, die mit ihren Enden so an Messingklötze verschraubt oder verlötet sind, daß der Strom die drei Strecken hintereinander durchfließen muß. An Stelle der parallel verbundenen Drähte können auch einfache Drähte vom doppelten bzw. dreifachen Querschnitt des einfachen Drahtes benutzt werden. Wir schalten die

Fig. 427.



Vorrichtung mit ihren Enden $A$ und $D$ an Stelle des Drahtes $AB$ in die Schaltung Fig. 426 ein und legen eine Zweigleitung mit einem Element zunächst an die beiden Punkte $AB$ und regulieren so lange, bis die Zweigleitung stromlos ist.

Wenn wir jetzt bei konstant bleibendem $J$ die Zweigleitung von $A$ und $B$ fortnehmen und an $B$ und $C$ oder an $C$ und $D$ anlegen, so erhalten wir ebenfalls Stromlosigkeit, die Spannungsdifferenz ist also an den drei Teilen $AB$, $BC$ und $CD$ dieselbe. Daraus folgt, in Verbindung mit Satz A:

C. **Das Spannungsgefälle an einem stromdurchflossenen Drahte ist dem Drahtquerschnitt umgekehrt proportional.**

Wir können die drei gefundenen Sätze in die eine Gleichung zusammenfassen:

$$E = k \cdot J \cdot L/q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Hierin bedeutet $E$ die Spannungsdifferenz an den Enden der Drahtstrecke von der Länge $L$ und dem Querschnitt $q$. $k$ ist ein Proportionalitätsfaktor, der noch vom Drahtmaterial abhängt; wir bestimmen ihn leicht folgendermaßen:

Wir betrachten einen Stromkreis, der aus einem Elemente und einer Reihe verschiedenartiger Leiter von den Längen $L_1$, $L_2$ ... und den Querschnitten $q_1$, $q_2$ ... besteht; auch die Elementenflüssigkeit selbst werde hierin eingerechnet. Dann erhalten wir für jeden einzelnen Leiter eine Gleichung von der Form der Gleichung (3). Addieren wir sie alle, so erhalten wir links die Summe $E_0$ aller Spannungsdifferenzen, d. h. die EMK des Elementes. Es gilt also:

$$E_0 = J \cdot (k_1 L_1/q_1 + k_2 L_2/q_2 + \cdots) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Vergleichen wir dies mit Gleichung (1) in § 121, so sehen wir, daß der Klammerausdruck weiter nichts ist, als der **Widerstand $W_0$ des gesamten Stromkreises.**

Die Faktoren $k_1$, $k_2$ usw. sind also die **spezifischen Widerstände** der einzelnen Leiterstücke, und die Gleichung (3) geht über in:

$$\underline{E = J \cdot W} \text{ oder } \underline{W = E/J} \text{ oder } \underline{J = E/W}\,^{1)} \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

as mit Gl. (2) identisch ist. Damit ist die Anwendbarkeit des Ohmschen esetzes auf beliebige Leiterteile bewiesen.

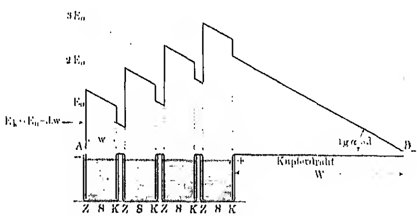
Stellt man ein Leiterstück durch eine horizontale Strecke dar, deren inge *gleich dem* Widerstand des Stückes ist („reduzierte Länge" nach hm, vgl. § 101) und trägt die an jedem Punkte herrschende Spannung als rdinate auf, so erhält man, wie schon in § 101, Fig. 271 gezeigt wurde, s Ohmsches „Spannungsdiagramm" eine gerade Linie, deren Neigungs- nkel $\alpha$ mit der Stromstärke durch die Gleichung

$$tg\,\alpha = J \text{ (vgl. § 101, Gl. 8)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

sammenhängt.

In ganz ähnlicher Weise erhält man das Diagramm für einen vollndigen Stromkreis. Fig. 428 stellt z. B. die *Spannungsverteilung* an

Fig. 428.




nem Kreise dar, der aus vier Zink-Kupferelementen besteht, die durch nen Kupferdraht von solcher Länge verbunden sind, daß sein Widerstand gleich dem Gesamtwiderstand der Batterie ist. Ferner ist der Widernd der die einzelnen Elemente verbindenden Drähte gleich 1/8 des Flüssigitswiderstandes $w$ im Elemente angenommen. Den Widerstand der Elekden können wir vernachlässigen. An den Berührungsstellen der Elekden mit der Flüssigkeit finden „Potentialsprünge" statt, deren Differenz ich $E_0$, d. i. der EMK des Elementes ist. Der Stromkreis ist in der gur aufgeschnitten dargestellt. Man hat sich die beiden Endpunkte $A$ d $B$ einander berührend vorzustellen. Ferner ist angenommen, daß $B$ r Erde abgeleitet sei.

[1]) Aus $J = \frac{E}{W} = \frac{E_0}{W_0}$ folgt $E/E_0 = \frac{W}{W_0}$; eine Beziehung, die von R. Kohlnsch elektrometrisch geprüft wurde. [Pogg. Ann. 78, 1 (1849).]

Wird statt $B$ ein anderer Punkt abgeleitet, so rückt, genau wie in Fig. 271, das ganze Diagramm parallel mit sich selbst herunter.

Klemmspannung: Wie aus der Figur unmittelbar zu sehen, beträgt die Potentialdifferenz der Elektroden jedes Elementes bei geschlossenem Stromkreise nicht $E_0$, sondern

$$E_k = E_0 - w \cdot tg\,\alpha = E_0 - w \cdot J \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

oder für die ganze Batterie:

$$E_k = n E_0 - n w J \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Man bezeichnet $E_k$ als die „Klemmspannung" des Elementes. Den Elementwiderstand $w$ bezeichnet man auch als „inneren Widerstand", während man den Widerstand $W$ der übrigen Leitung den „äußeren Widerstand" nennt.

Sind $n$ Elemente hintereinandergeschaltet, so ist:

$$J = n \cdot E_0/(nw + W) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

denn $nE_0$ ist die Summe aller EMK und $(nw + W)$ ist die Summe aller Widerstände.

Läßt man hierin $W$ immer mehr wachsen, im Diagramm also den Punkt $B$ immer weiter nach rechts rücken, so wird $J$ immer kleiner. Für $W = \infty$ wird schließlich $J = 0$ und $E_k = n \cdot E_0$, d. h. im stromlosen Zustande ist die Klemmspannung der Batterie gleich ihrer EMK.

Aus (8) und (9) folgt:

$$\frac{E_k}{n E_0} = 1 - \frac{n w}{n w + W} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Das Verhältnis der Klemmspannung zur EMK hängt also nur von dem Verhältnis des inneren zum gesamten Widerstand ab. Je kleiner dieses Verhältnis, desto mehr nähert sich die Klemmspannung der EMK.

**§ 182. Günstigste Schaltungsweise einer Batterie.** In § 113 sind die verschiedenen Verbindungsmöglichkeiten galvanischer Elemente beschrieben. Das Ohmsche Gesetz liefert uns die Möglichkeit, die jeweils günstigste Schaltung einer gegebenen Elementenzahl zu ermitteln. Wir betrachten zunächst zwei extreme Fälle:

1. $W$ sei sehr klein gegen $w$. Das ist der Fall, wenn man eine Anzahl mäßig großer Elemente durch einen sehr kurzen, nicht gar zu dünnen Draht verbindet, wie z. B. bei dem in § 110 dargestellten Glühversuch. Dann können wir in Gl. (8) $W$ gegen $nw$ vernachlässigen und erhalten in erster Annäherung:

$$J = n E_0/n w = E_0/w \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Der Strom ist also mit $n$ hintereinandergeschalteten Elementen nicht wesentlich stärker als mit einem einzigen.

Anders ist das Resultat bei paralleler Schaltung der Elemente. Dann ist die EMK gleich $E_0$ geblieben, der innere Widerstand dagegen auf den $n$ten Teil, also auf $w/n$ gesunken und der Strom wird:

$$J = \frac{E_0}{w/n} = \frac{n E_0}{w} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Der Strom ist also $n$ mal stärker geworden. Bei sehr kleinem äußeren Widerstand schaltet man deshalb am besten die Elemente neben-

einander, oder man nimmt ein einziges Element mit möglichst großer Oberfläche[1])

2. $W$ sei sehr groß gegen $nw$. Wenn die Elemente hintereinander verbunden sind, so erhalten wir bei Vernachlässigung von $nw$ gegen $W$ in Gl. (8) für $J$ den Wert:

$$J = n \cdot E_0 / W \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

der Strom wird also proportional der Elementenzahl. Schalten wir dagegen die Elemente parallel, so ist der nunmehrige innere Widerstand $w/n$ erst recht zu vernachlässigen und der Strom ist

$$J = E_0 / W \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Bei sehr großem äußeren Widerstand schaltet man also die Elemente am besten hintereinander; dagegen hat die Größe der Elemente wenig Einfluß auf die Stromstärke. Dieser Fall tritt z. B. bei Telegraphenanlagen ein, wo der Widerstand der Elemente gegen den Hunderte von Ohm betragenden Widerstand der Leitungen gar nicht in Betracht kommt.

Für den allgemeinen Fall, daß innerer und äußerer Widerstand von vergleichbarem Wert sind, erhält man die günstigste Schaltung folgendermaßen. Wenn man aus den

$$n = a \cdot b \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Elementen $b$ hintereinandergeschaltete Gruppen von je $a$ parallelgeschalteten Elementen bildet, so ist die EMK der Batterie gleich $bE_0$. Ihr innerer Widerstand ist, da jede einzelne Gruppe den Widerstand $w/a$ hat:

$$w_i = b \cdot \frac{w}{a} = \frac{b^2 w}{n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Also ist:

$$J = \frac{b E_0}{\frac{b^2 w}{n} + W} = \frac{E_0}{\frac{b}{n} w + \frac{W}{b}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

$J$ ist am größten, wenn der Nenner des Bruches am kleinsten. Wir haben also denjenigen Wert von $b$ aufzusuchen, für den der Ausdruck

$$\frac{b w}{n} + \frac{W}{b} \text{ ein Minimum}$$

ist. Wir betrachten zunächst $b$ als kontinuierlich veränderlich, obgleich es eigentlich eine ganze Zahl sein muß, und definieren einen bestimmten Wert $b_0$ so, daß:

$$\frac{b_0 w}{n} = \frac{W}{b_0} \text{ also } \frac{b_0 w}{n} + \frac{W}{b_0} = 2 \frac{W}{b_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Wir wollen beweisen, daß $b_0$ der gesuchte Wert ist:

Wir setzen $b = \alpha b_0$, wo $\alpha$ ein beliebiger Zahlenfaktor, dann wird

$$\frac{b n}{w} + \frac{W}{b} = \alpha \frac{b_0 n}{w} + \frac{W}{b_0} \cdot \frac{1}{\alpha} = \frac{W}{b_0} \left( \alpha + \frac{1}{\alpha} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

[1]) Zum Beispiel einen Akkumulator.

Nun ist $\alpha + \frac{1}{\alpha}$ stets größer als 2, mag $\alpha$ größer oder kleiner als 1 sein. Nur für $\alpha = 1$ ist $\alpha + \frac{1}{\alpha} = 2$.

Es ist also $\frac{b w}{n} + \frac{W}{b}$ stets größer als $2 \cdot \frac{W}{b_0} = \frac{b_0 w}{n} + \frac{W}{b_0}$. Das Resultat gewinnt die einfachste Gestalt, wenn wir Gl. (18) mit $b_0$ erweitern, dann wird:

$$\frac{b_0^2 w}{n} = W \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Die linke Seite ist aber nach (16) der innere Widerstand der Batterie, so daß das Resultat in Worten lautet:

A. Mit einer gegebenen Anzahl von Elementen erhält man den stärksten Strom, wenn man sie so verbindet, daß der innere Widerstand möglichst nahe gleich dem äußeren wird.

Zur bequemen Berechnung schreiben wir an Stelle von (20):

$$b = \sqrt{\frac{W \cdot n}{w}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Beispiel: Man habe acht Daniellelemente zur Verfügung, für die $w = 0{,}5$ Ohm und $E_0 = 1{,}1$ Volt. Der äußere Widerstand betrage $W = 1{,}5$ Ohm. Dann ist:

$$b = \sqrt{\frac{1{,}5 \cdot 8}{0{,}5}} = 4{,}9 \text{ oder rund } = 5.$$

Da aber 8 durch 5 nicht teilbar, so ist $b = 4$ die günstigste mögliche Kombination. Folgende Tabelle enthält die Stromstärken nach Gl. (17) für die möglichen vier Schaltungen (vgl. Fig. 316 bis 319, S. 357).

| $b$ | $a$ | $J$ |
|---|---|---|
| 8 | 1 | 1,60 Ampere |
| 4 | 2 | 1,76 „ |
| 2 | 4 | 1,26 „ |
| 1 | 8 | 0,705 „ |

§ 133. **Günstigste Bewickelung eines Galvanometers.** Wenn die konstruktiven Einzelheiten eines Galvanometers, also Form und Größe der Nadel und der zu bewickelnden Spulen gegeben sind, so kann man dem Instrument doch noch eine sehr verschiedene Empfindlichkeit geben, je nach der Dicke des Drahtes, mit dem man den verfügbaren „Windungsraum" ausfüllt. Bei der Frage nach der günstigsten Wickelungsart wird man zwei Fälle unterscheiden müssen:

I. Der zu messende Strom sei fest gegeben, während man über die zu seiner Erzeugung nötige EMK frei verfügen kann. Dann erhält man offenbar den größten Effekt im Galvanometer, wenn man die Windungszahl möglichst groß nimmt, also den Wickelungsraum mit möglichst dünnem Draht ausfüllt.

II. Die den Strom erzeugende **elektromotorische Kraft**, sowie die Widerstände der Stromquelle und der Zuleitungen zum Galvanometer seien gegeben. Dann wird die Frage komplizierter; nimmt man sehr dicken Draht zur Bewickelung der Galvanometerspule, so ist der Galvanometerwiderstand klein, der Strom wird also möglichst stark. Da von dem dicken Draht aber nur wenige Windungen in den verfügbaren Wickelungsraum hineingehen, so ist die Wirkung auf die Nadel doch verhältnismäßig klein. Nimmt man dagegen sehr dünnen Draht, so erhält man zwar sehr viele Windungen und starke Multiplikationswirkung, aber der Widerstand des Galvanometers ist jetzt so groß, daß die dadurch bewirkte Stromschwächung die verstärkende Wirkung der Windungszahl aufhebt. Es muß also zwischen beiden Extremen eine günstigste Windungszahl geben.

Es sei $Q$ der Querschnitt des „Windungsraumes", $u$ die mittlere Länge einer Windung, $n$ die Windungszahl und $q$ der Drahtquerschnitt. Wir nehmen der Einfachheit halber an, daß die Dicke der Isolationsschicht zu vernachlässigen sei, so daß die Drähte den Raum völlig ausfüllen. Dann ist:

$$n = Q/q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Die gesamte Drahtlänge ist $nu$; wenn also $s$ der spezifische Widerstand des Drahtes, so ist der Widerstand der Galvanometerbewickelung:

$$w_g = s \,.\, nu/q = s \,.\, Qu/q^2 = s \,.\, V/q^2 = s \,.\, n^2 V/Q^2 \quad . \quad . \quad (2)$$

wobei $V = Q \,.\, u$ der Inhalt des Windungsraumes.

Ist $w$ der Widerstand der übrigen Teile des Stromkreises, so ist die Stromstärke:

$$J = E_0/(w + w_g) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Der Ausschlag der Galvanometernadel ist dem Produkte

$$n \,.\, J = \frac{E_0}{w/n + s\,Vn/Q^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

proportional. Der Ausschlag wird also bei gegebenem $E_0$ am größten, wenn der Nenner in Gl. (4) am kleinsten wird.

Bezeichnen wir mit $n_0$ denjenigen Wert von $n$, für den die Gleichung gilt:

$$w/n_0 = s\,V n_0/Q^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

und setzen $n = \alpha n_0$, so erhalten wir wieder, genau wie in Gl. (19) des vorigen Paragraphen:

$$w/n + s\,Vn/Q^2 = w/n_0 \,.\, (1/\alpha + \alpha) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Der Ausdruck wird also am kleinsten für $\alpha = 1$ oder für $n = n_0$. Multipliziert man aber Gl. (5) mit $n_0$, so erhält man mit Rücksicht auf Gl. (2):

$$\underline{w = w_g} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

**Das Galvanometer gibt also bei gegebener EMK den größten Ausschlag, wenn man seinen Widerstand $w_g$ gleich dem Widerstand $w$ des übrigen Stromkreises macht.**

Ist also $w$ gegeben, so erhält man den geeigneten Drahtquerschnitt für die Bewickelung aus Gl. (2) und (7) zu:

$$q = \sqrt{s\,V/w} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Die Windungszahl erhält man zu:

$$n = Q \cdot \sqrt{\frac{w_g}{s\,l}} \quad (9)$$

Da die Empfindlichkeit proportional $n \cdot J$ und nach Gl. (9) $n$ proportional $\sqrt{w_g}$, so folgt, daß die „Stromempfindlichkeiten", also die Ausschläge für eine gegebene Stromstärke, sich bei verschiedener Bewickelungsweise eines bestimmten Galvanometers wie die Wurzeln der Wickelungswiderstände verhalten. Dieses Gesetz wurde bereits in § 119 erwähnt.

Bei genauerer Durchführung der Rechnung, mit Berücksichtigung der Dicke der isolierenden Drahtbespinnung, erhält man an Stelle von (7) die Gleichung:

$$w_g / w = r : r' \quad (10)$$

wo $r$ die Dicke des nackten und $r'$ die Dicke des besponnenen Drahtes.

Sind mehrere einzelne Spulen vorhanden, so kann man durch geeignete Verbindung in Parallel- oder in Reihenschaltung, ähnlich wie in § 182 für Elemente beschrieben wurde, den Galvanometerwiderstand dem günstigsten Werte möglichst nahe bringen.

Noch günstiger als eine Bewickelung mit gleichmäßig dicken Windungen ist übrigens, wie leicht einzusehen, eine solche, bei der die inneren, kürzesten Windungen, deren Widerstand ja ohnedies klein ist, aus dünnem, die äußeren Windungen dagegen, deren Länge und Widerstand größer, aus dickem Draht hergestellt werden. Eine genaue Berechnung der besten Form und Dicke der einzelnen Drahtlagen findet man in Maxwell, Elektr. u. Magn. II, Art. 717 bis 720.

**§ 184. Stromverzweigung; Kirchhoffs Sätze.** Wird der Stromkreis einer galvanischen Kette nicht durch eine einfache Leitung gebildet, sondern ist die Leitung verzweigt, so lassen sich dennoch die Intensitäten des Stromes in jedem einzelnen Stromzweige aus dem Ohmschen Gesetze ableiten. Es ist dies auch dann noch möglich, wenn die Stromverzweigung nicht eine einfache, sondern eine kompliziertere ist, und wenn nicht eine einzige, sondern mehrere Stromquellen in verschiedenen Zweigen vorhanden sind. Dieses Problem ist schon früher von Ohm[1]) und Pouillet[2]), später von Poggendorff[3]) und W. Weber[4]), zuletzt aber in größter Allgemeinheit von Kirchhoff[5]) gelöst worden.

Wie Kirchhoff gezeigt hat, lassen sich nämlich alle einschlägigen Probleme mit Hilfe zweier Sätze lösen, welche lauten:

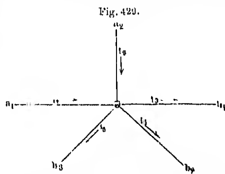
I. An jedem Knotenpunkte (Kreuzungsstelle) ist die algebraische Summe der Stromstärken gleich Null, wenn man die gegen den Knotenpunkt gerichteten und die von demselben ausgehenden Ströme mit entgegengesetztem Zeichen nimmt.

II. In jedem geschlossenen Stromkreise, der durch die Verzweigung gebildet wird, ist die Summe der elektromotorischen Kräfte gleich der Summe der Produkte aus den Stromstärken mit den Widerständen der einzelnen Strecken.

---

1) „Die galvanische Kette usw." (vgl. S. 290).
2) Compt. rend. 4, 267 (1837).
3) Pogg. Ann. 54, 172 (1841).
4) Ebend. 67, 273 (1846).
5) Ebend. 64, 512 (1845); 72, 497 (1847); 75, 189 (1848).

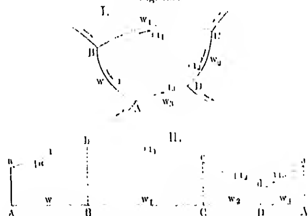
Der Satz I ist sofort einleuchtend. Es sei in Fig. 429 der Punkt o ein otenpunkt. Auf den Leitern $a_1 o$, $a_2 o$ seien Ströme mit den Intensitäten $i_2$ gegen o gerichtet, auf den itern $b_1 o$, $b_2 o$, $b_3 o$ ströme Elektrizität mit der Stärke $i_3$, $i_4$, $i_5$ n o ab. Soll es nun nicht zu ner Anhäufung von Elektrizität Punkte o kommen, so muß $+ i_2 = i_3 + i_4 + i_5$ oder $+ i_2 - i_3 - i_4 - i_5 = 0$ sein.


Fig. 429.

Der Satz II ergibt sich auf lgende Weise:

Es stelle zunächst Fig. 430, I Fragment eines beliebigen tzes von Leitern dar, in welchem sich ein in sich geschlossener Kreis $BCDA$ findet, der, wie wir zunächst annehmen wollen, keine EMK enthält.

Fig. 430.




ie in dem Kreise vorhandenen Ströme müssen daher von außen zugeführte nd dahin abfließende Ströme sein. Nun denken wir uns diesen Kreis bei $A$ rchschnitten und geradlinig ausgestreckt (Fig. 430, II). Die Abszissenstücke $AB$, $C$ usw. denken wir uns so gewählt, daß sie den Widerständen $w, w_1, w_2, w_3$ r Leiterstücke entsprechen. Werden in den Punkten $A$, $B$, $C$, $D$, $A$ rdinaten gleich den Potentialhöhen errichtet, so ergibt die gebrochene Gerade $bcda$ das Potentialdiagramm des Stromkreises, die trigonometrischen Tannten der Neigungswinkel $\alpha$ entsprechen den Stromstärken $i$, $i_1$, $i_2$, $i_3$. Die rodukte $iw$, $i_1 w_1$, $i_2 w_2$ und $i_3 w_3$ sind dann nach dem Ohmschen Gesetz e Abfälle des Potentials von einem Knotenpunkt zum anderen, wobei ein nstieg als negativer Abfall in Rechnung kommt. Gehen wir von $A$ über , $C$, $D$ bis $A$, so müssen wir auf dieselbe Potentialhöhe zurückkommen: es uß daher die Summe der Abfälle und Anstiege gleich Null sein und die leichung bestehen:

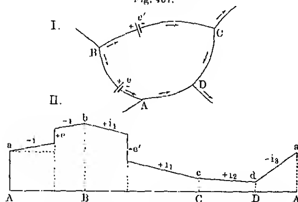
$$iw + i_1 w_1 + i_2 w_2 + i_3 w_3 = \Sigma iw = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

ies ist nur dann möglich, wenn entweder alle $i$ = Null, oder dielben verschiedenen Vorzeichens sind. Die Ströme werden positiv ge-

rechnet, wenn die positive Elektrizität in Richtung des Uhrzeigers den Kreis durchströmt. Gleichung (1) bedeutet in Worten:

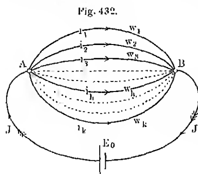
A. In einem geschlossenen Stromkreise, der keine elektromotorische Kraft enthält, ist die algebraische Summe der Produkte aus den Stromstärken der einzelnen Strecken mit deren Widerständen gleich Null.

Fig. 431.




Jetzt gehen wir zu dem Fall über, daß der Stromkreis auch elektromotorische Kräfte enthält. Fig. 431 I und II stellen dies in der früheren Weise im Grundriß und im Potentialdiagramm dar. Der Stromkreis entspricht dem früheren, nur sind zwei elektromotorische Kräfte von der Größe $e$ und $e'$ eingeschaltet. Das Zeichen der Ströme werde wiederum als positiv angenommen, wenn der Strom in Richtung des Uhrzeigers fließt. Die EMK wird als positiv angesehen, wenn sie für sich allein einen positiv gerichteten Strom erzeugen würde. Es ist, wie aus II ersichtlich, $e$ positiv, $e'$ negativ angenommen. Geht man nun wiederum von $A$ über $B$, $C$, $D$ nach $A$, so müssen wiederum alle Abfälle und Anstiege einander kompensieren, was zu der Gleichung führt:

Fig. 432.




$$i w + i_1 w_1 + i_2 w_2 + i_3 w_3 - e - e' = 0,$$

oder abgekürzt:

$$\Sigma i w = \Sigma e \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

**§ 135. Anwendung der Kirchhoffschen Sätze.** a) Widerstand verzweigter Leitungen. Zwischen zwei Punkten $A$ und $B$ eines Stromkreises (Fig. 432) bestehe der Leiter aus einer beliebigen Anzahl $k$ nebeneinanderliegender Drähte von verschiedenen Widerständen $w_1$, $w_2$ ... $w_k$. Die in den einzelnen Zweigen fließenden Ströme seien $i_1$, $i_2$, ... $i_k$. Der Strom im unverzweigten Teile sei $J$.

Die Zweigströme sollen als positiv gelten, wenn sie von $A$ nach $B$, also in der gleichen Richtung wie der Hauptstrom $J$ fließen. Die positiven Richtungen sind durch die Pfeile in der Figur angedeutet.

Wenden wir den zweiten Kirchhoffschen Satz auf einen aus zwei beliebigen Zweigen $i_h$ und $i_k$ gebildeten geschlossenen Kreis an, so erhalten wir, da beim Umlauf dieses Kreises der eine Teil im Sinne des positiven, der andere im Sinne des negativen Stromes umlaufen wird:

$$i_h w_h - i_k w_k = 0 \quad \text{oder} \quad i_h / i_k = w_k / w_h \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Da die $w_h$ und $w_k$ notwendig positiv, so folgt, daß alle Zweigströme gleiches Zeichen haben. Aus dem ersten Kirchhoffschen Satze erhalten wir:

$$J = i_1 + i_2 + \cdots + i_k = \Sigma i \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Die Summe der Zweigströme ist also gleich dem Hauptstrome. Ist $E$ die Spannungsdifferenz zwischen $A$ und $B$, so gilt nach dem Ohmschen Gesetz:

$$i_1 = E / w_1 ; \quad i_2 = E / w_2 \text{ usw.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Auch aus dieser Gleichung hätten wir Gl. (1) ableiten können.]

Folglich ist, nach Gl. (2):

$$J = E \cdot \left\{ \frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2} + \cdots + \frac{1}{w_k} \right\} = E \cdot \Sigma \frac{1}{w} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Setzen wir nun analog dem Ohmschen Gesetz für einen einfachen Leiter auch hier:

$$J = E / W \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

wo $W$ der „Widerstand des verzweigten Leiters", so wird wegen (4):

$$1 / W = \Sigma 1 / w = 1 / w_1 + 1 / w_2 + \cdots + 1 / w_k \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Sind speziell bloß zwei Widerstände $w_1$ und $w_2$ parallel geschaltet, so ist:

$$\frac{1}{W} = \frac{1}{w_1} + \frac{1}{w_2}$$

oder

$$W = \frac{w_1 \cdot w_2}{w_1 + w_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Man kann hiervon eine Anwendung machen, wenn man einen gegebenen Widerstand $w$ um einen sehr kleinen Betrag $\delta w$ verkleinern will. Ist z. B. $\delta W = 1/_{10000}$ Ohm, so dürfte es schwer sein, eine derartige Verminderung etwa durch Ausschaltung eines Stückes Draht aus dem Hauptkreis oder gar durch Stöpselung zu erzeugen, da die Änderung der Kontakte allein Unsicherheiten von größerem Betrage bedingt. Legt man aber parallel zu $w$ einen Widerstand $w'$, so ist jetzt der Gesamtwiderstand beider:

$$w - \delta W = \frac{w \cdot w'}{w + w'} = w \cdot \frac{1}{1 + \frac{w}{w'}} ,$$

oder wenn $w'$ sehr groß gegen $w$,

$$w - \delta W = w \cdot \left(1 - \frac{w}{w'}\right) ,$$

also

$$\delta W = \frac{w^2}{w'} .$$

Ist z. B. $w = 1$ Ohm und $w' = 10000$ Ohm, so ist $\delta W = 1/_{10000}$ Ohm.

b) Nebenschlüsse für Galvanometer. Bereits in § 119 wurde auf die Möglichkeit hingewiesen, den Meßbereich von Strommessern nach

oben hin zu erweitern, indem man durch Anbringen eines „Nebenschlusses"[1]) bewirkt, daß nur ein Bruchteil des zu messenden Stromes durch das Galvanometer fließt. Wir können jetzt den Widerstand $w_n$ berechnen, den bei gegebenem Galvanometerwiderstand $w_g$ ein solcher Nebenschluß haben muß, damit der Strom $i_g$ im Galvanometer einen bestimmten Bruchteil $1/m$ des Hauptstromes $J$ betrage.

Es soll also sein:

$$i_g = J/m \quad (8)$$

Ist $i_n$ der Strom im Nebenschluß, so ist nach (2):

$$i_g + i_n = J \quad (9)$$

woraus folgt:

$$i_n/i_g = m - 1 \quad (10)$$

Nach (1) ist aber $i_n/i_g = w_g/w_n$, also:

$$\underline{w_n = w_g/(m-1)} \quad (11)$$

Gewöhnlich gibt man $m$ Werte wie 10, 100, 1000 usw., so daß denselben Galvanometerausschlägen die 10-, 100-, 1000fachen Werte von $J$ entsprechen. Dann ist

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| für | $m = 10$ | 100 | 1000 | usw. |
| | $w_n/w_g = 1/9$ | 1/99 | 1/999 | usw. |

Derartige Nebenschlüsse sind namentlich bei technischen Strommessern gebräuchlich. Die innere Einrichtung solcher Strommesser kann erst später besprochen werden; hier genügt die Tatsache, daß durch irgend welchen Mechanismus ein Zeiger in Bewegung gesetzt wird und daß die Ableseskala direkt in Ampere geteilt ist. Steht der Zeiger auf der 1, so bedeutet das ohne Nebenschluß eine Stromstärke von 1 Amp., mit Nebenschluß von $w_n = w_g/9$ dagegen 10 Amp. usw. Man bezeichnet diese Instrumente als „Amperemeter".

c) Galvanometrische Spannungsmessung; Voltmeter. Das Ohmsche Gesetz $J = E_0/(w + w_g)$, wo $E_0$ die EMK der Stromquelle $w_g$ den Widerstand des Galvanometers und $w$ denjenigen des übrigen Schließungsbogens, einschließlich der Stromquelle, bedeutet, geht für den Fall, daß der Galvanometerwiderstand $w_g$ sehr groß gegen den übrigen Widerstand $w$ ist, über in:

$$J = E_0/w_g \quad \text{oder} \quad E_0 = J \cdot w_g \quad (12)$$

Verbindet man also mit einem gegebenen Galvanometer von sehr großem inneren Widerstand nacheinander zwei verschiedene Stromquellen, deren EMK gleich $E_0$ und $E_0'$, und sind die am Galvanometer abgelesenen Ströme $J$ und $J'$, so verhalten sich:

$$\underline{E_0/E_0' = J/J'} \quad (13)$$

Man kann also durch relative Messung zweier Ströme direkt die EMK zweier Stromquellen vergleichen[2]); der innere

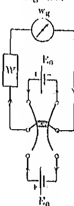
[1]) In der elektrotechnischen Literatur ist hierfür der dem Englischen entnommene Ausdruck „shunt" (sprich schönt) gebräuchlich.

[2]) Fechner, Pogg. Ann. 45, 232 (1838).

orstand der letzteren braucht dabei nur so weit bekannt zu sein, nan weiß, daß er klein gegen den Galvanometerwiderstand ist.

Es ist leicht einzusehen, daß $w_g$ nicht unbedingt der Widerstand der anometerwickelung selbst zu sein braucht. Man kann auch einen mehr oder ger großen Teil von $w_g$ in die Leitung verlegen, nur muß r Teil der Leitung bei beiden Messungen derselbe sein. 433 zeigt, wie man mit Hilfe einer Pohlschen Wippe Fig. 330), aus der man die beiden kreuzweise laufenden indungen entfernt hat, die gegenseitige Vertauschung beiden zu vergleichenden Stromquellen bequem vornen kann. Bei dieser Anordnung tritt offenbar an von $w_g$ in Gl. (12) der Widerstand $(W + w_g)$ des für Lagen der Wippe konstant bleibenden Teiles des nkreises von der Wippe durch das Galvanometer und Vorschaltwiderstand $W$ zur Wippe zurück. Dagegen der Widerstand eines der Elemente nebst den Vermgsdrähten vom Element bis zur Wippe. Der groß von $(W + w_g)$ und die infolgedessen kleinen Stromon bedingen den Vorteil, daß die EMK nicht oder wenig durch Polarisation geschwächt wird.

Fig. 433.




Durch geeignete Wahl von $W$ kann man stets $(W + w_g)$ so groß en, daß der Ausschlag des Galvanometers einen passenden Wert erhält. lt man bei ohnedies schon großem $w_g$ das $W$ so, daß es gleich dem 9fachen dem 99fachen von $w_g$ ist, so wird der Gesamtwiderstand $(W + w_g)$ da- 10 mal oder 100 mal größer, als wenn bloß das Galvanometer selbst schaltet wäre; denselben Stromstärken entsprechen jetzt die 10 fachen oder achen Spannungen. Man kann also bei Spannungsmessungen durch „schaltwiderstände" zum Galvanometer in ganz ähnlicher Weise den ereich erweitern, wie es bei Strommessungen mittels „Nebenschlüssen" ah.

Auch für Spannungsmessungen hat die Technik Instrumente hergestellt, die direkte Ablesung der zu messenden Spannungen gestatten. Diese als „Voltr" bezeichneten Instrumente unterscheiden sich von den Amperometern nur ihren höheren Widerstand, also durch Bewickelung mit vielen dünnen Drahtngen, während die Amperometer wenige dicke Windungen haben.

Da ein Voltmeter nichts weiter ist als ein Strommesser von großem Widers könnte es scheinen, als ob man auch hier eine Meßbereicherweiterung Nebenschlüsse vornehmen könne. Dies ist nicht zulässig. Denn angenommen, nabe zur Messung der Spannung einer Stromquelle von 1/2 Ohm innerem Widerein Instrument von 100 Ohm, so würde man durch die Vernachlässigung des ungsabfalls in dem halben Ohm einen Fehler von etwa $\frac{1}{2}$ Proz. begehen. möge etwa der Ausschlag des Instruments die Skalengrenze um das 10 fache chreiten. Wollte man jetzt einen Nebenschluß von 100/9 Ohm neben das Inent legen, so würde zwar der Ausschlag auf ein Zehntel verkleinert werden, der Widerstand des Instruments würde nur noch 10 Ohm und der begangene bereits 5 Proz. betragen. Die Meßbereicherweiterung darf deshalb bei ungsmessern nur durch Vorschaltwiderstände bewirkt werden.

l) Spannungsmessung an stromdurchflossenen Leitern.
Es sei $AB$ (Fig. 434) ein Draht vom Widerstande $w$; „im Nebenschluß $B$", d. h. von den Endpunkten $A$ und $B$ abgezweigt liege eine Leitung, nen Strommesser $G$ (Galvanometer, Tangentenbussole oder Voltmeter) und

etwaige [illegible] Zweigleitung sei W. Ist $J_0$ der Strom in der unverzweigten Leitung, $J$ derjenige in $AB$ und $i$ in der Zweigleitung, $E$ die Spannungsdifferenz zwischen $A$ und $B$, so gelten zunächst die Beziehungen

$$i \cdot W = J \cdot w = E \quad \text{zweiter Kirchhoffscher Satz} \quad (14)$$

$$J = J_0 - i = J_0 - J \cdot w : W \quad \text{erster Kirchhoffscher Satz} \quad (15)$$

oder:

$$J = J_0 \cdot W : (w + W) \quad \text{und} \quad i = J_0 \cdot w : (w + W) \quad (16)$$

Ändert man nun beliebig die Stromstärke $J_0$ oder den Widerstand $w$ zwischen den Verzweigungspunkten $A$ und $B$, während man $W$ konstant läßt, so ist nach Gl. (14) klar, daß der Strom $i$ in der Zweigleitung proportional der Spannungsdifferenz $E$ ihrer Enden $A$ und $B$.

Fig. 434.

Bei vielen Messungen (s. weiter unten) kommt nun die Aufgabe vor, die Spannung zu messen, die an den Endpunkten irgend eines von einem Strome $J_0$ durchflossenen Leiters herrscht.

Denken wir uns in Fig. 434 die Zweigleitung zunächst fort und auch $AB$ vom Strome $J_0$ durchflossen, so wird nach Anlegung der Zweigleitung sich sofort alles ändern, denn der Widerstand zwischen $A$ und $B$ hat sich durch Anlegung der Zweigleitung vermindert und der gesamte Strom $J_0$ infolgedessen vermehrt. Ferner fließt jetzt gar nicht mehr $J_0$ durch $AB$, sondern $(J_0 - i)$. Wir messen also durch $i$ nicht die Spannung, die vor Anlegung der Zweigleitung vom Strome $J_0$ hervorgerufen wurde, sondern die veränderte Spannung, die der durch die Zweigleitung veränderte Strom, nämlich der Strom $J$ erzeugt.

Nur unter einer Bedingung kann man praktisch $J = J_0$ setzen und $i$ proportional der von $J_0$ erzeugten Spannung, nämlich wenn $W$ sehr groß gegen $w$ ist. Dann erhalten wir nämlich an Stelle von Gl. (14) bis (16) die angenäherten Gleichungen

$$i = J_0 \cdot w : W = E : W \quad (14')$$

$$J = J_0 - J_0 \cdot w : W \; [illegible] \quad (16')$$

Der Strom in der Zweigleitung ist also in diesem Falle praktisch der Spannungsdifferenz an den Enden $AB$ des vom Strome $J_0$ durchflossenen Widerstandes $w$ proportional. Ist das Meßinstrument in der Zweigleitung ein „Voltmeter“, so liest man an ihm direkt die Spannungsdifferenz ab, und kann z. B. durch Verschieben des einen Abzweigpunktes $B$ längs der Hauptleitung das Gesetz vom konstanten Spannungsgefälle verifizieren.

Bei größeren Anforderungen an die Genauigkeit der Messung kann man übrigens leicht die an den abgelesenen Strömen $i$ (oder an den abgelesenen Spannungen) anzubringenden Korrektionen ermitteln, da die abgelesene Spannung vom Strom $J$ herrührt, während man die von $J_0$ erzeugte sucht,

so braucht man, da die Spannung an $AB$ dem hindurchfließenden Strome proportional ist, den abgelesenen Wert nur mit dem Faktor

$$J_0/J = 1 + w/W$$

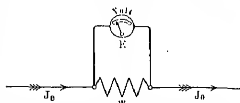
zu multiplizieren; je größer $W$ gegen $w$, desto mehr nähert sich dieser Faktor dem Werte Eins.

c) Gebrauch des Voltmeters zur Strommessung. Wenn man außer einem Voltmeter noch einen genau bekannten Widerstand $w$ besitzt, der klein gegen den Eigenwiderstand des Voltmeters, so kann man mittels der in nebenstehender Fig. 435 abgebildeten Schaltung das Voltmeter zur Strommessung benutzen, da ja nach Gleichung (16'):

$$J_0 = E/w.$$

Um Rechnung zu ersparen, gibt man dem Widerstand $w$ hierbei meist runde Werte, z. B. 1 oder 0,1 oder 0,01 Ohm. Dann ist der Strom gleich der am Voltmeter abgelesenen Spannung $E$ oder gleich deren 10- oder 100fachem Betrage. So lassen sich mittels des in Fig. 419 abgebildeten Präzisionswiderstandes[1]) von 1/10 000 Ohm und eines bis mindestens 0,03 Volt reichenden Voltmeters Stromstärken bis zu 300 Amp. messen,

Fig. 435.




während die Konstruktion eines Amperometers oder einer Tangentenbussole für derartige große Stromstärken offenbar technisch kaum ausführbar ist, weil man die zur Leitung so starker Ströme nötigen dicken Kupferstangen kaum in genügend regelmäßiger Windung um eine Magnetnadel führen konnte.

**§ 136. Eichung und Widerstandsmessung von Galvanometern.** Es sei die Aufgabe gestellt, die Skala eines sehr empfindlichen Galvanometers zu eichen. Als Vergleichsinstrument stehe eine Tangentenbussole zur Verfügung. Zu einer bloß relativen Eichung der Galvanometerangaben, für die ja aus bereits in § 119 diskutierten Gründen das Tangentengesetz nur angenähert gilt, genügt folgende Anordnung (Fig. 436).

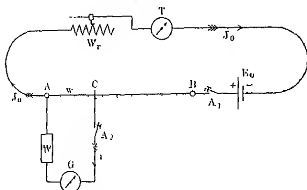
Wir stellen aus einer Batterie $E_0$, einem Ausschalter $A_1$, einem geradlinig ausgespannten Draht $AB$ mit Gleitkontakt $C$, einem Regulierwiderstand $W$, und einer Tangentenbussole $T$ einen Stromkreis her mit der Stromstärke $J_0$. In eine an $AC$ gelegte Zweigleitung legen wir das zu eichende Galvanometer nebst einem Ausschalter $A_2$ und einem Präzisionswiderstande $W$. Ist $W$ groß gegen den Widerstand $w$ des Drahtstückes $AC$, so sind die vom Zweigstrome $i$ herrührenden Galvanometerausschläge proportional der Spannungsdifferenz an $AC$. Diese läßt sich nun auf dreierlei Weise meßbar verändern:

1. Wir ändern bei konstant gehaltener Länge $AC$ die mittels $T$ meßbare Stromstärke $J_0$, dann ändert sich $i$ im gleichen Verhältnis. Durch geeignete Wahl von $w$ und $W$ bewirkt man leicht, daß $i$ einen der Empfindlichkeit des Galvanometers angepaßten Wert erhält.

[1]) Die Stromzuführung geschieht durch die Hauptklemmen; das Voltmeter kommt an die „Abzweigklemmen".

Beispiel: Die Empfindlichkeit betrage etwa $10^{-6}$ Amp. pro Skalenteil, der stärkste meßbare Strom an einer vom Nullpunkt nach beiden Seiten 500 Tle. langen Skala ist also $^1/_{2000}$ Amp. Die Tangentenbussole gebe passende Ausschläge zwischen etwa 1 und 5 Amp.; es muß also, damit gleichzeitig beide Instrumente das obere Ende ihres Meßbereiches erreichen, $i/J_0 = {}^1/_{10000}$ sein. Wenn also der ganze Gleitdraht von 1 m Länge 10 Ohm hat, so mache man $AC = 5$ cm, somit $w = {}^1/_2$ Ohm und $W = 5000$ Ohm.

Fig. 436.




Die zu den abgelesenen Ausschlägen des Galvanometers gehörigen Stromwerte verhalten sich dann wie die Tangenten der Ablenkungen der Bussole.

2. Wir halten $w$ und $J_0$ konstant, und ändern $W$. Ist $w_g$ der Widerstand des Galvanometers selbst, so sind die Stromstärken $i$ proportional $1/(W + w_g)$, solange $(W + w_g)$ groß gegen $w$ bleiben.

3. Wir halten $W$ und $J_0$ konstant, und ändern $w$ durch Verschieben des Kontaktes $C$. Solange $w$ klein gegen $W + w_g$, ist $i$ proportional $w$, also proportional der Länge des Drahtstückes $AC$[1]).

Die Übereinstimmung der Resultate der genannten drei Methoden kann als Beweis für die Richtigkeit der zugrunde liegenden Gesetze dienen.

Um die Empfindlichkeit des Galvanometers, d. h. den absoluten Wert des einem Ausschlage von einem Skalenteil entsprechenden Stromes zu bestimmen, verfährt man am einfachsten so, daß man den Strom eines Elementes von genau bekannter EMK unter Vorschaltung eines genügend hohen bekannten Widerstandes durch das Galvanometer schickt.

Erstes Beispiel. Es liege ein Galvanometer von vermutlich nicht sehr großer Empfindlichkeit vor. Der Widerstand der Rollen sei $w_g = 20$ Ohm. Wir schalten das Galvanometer in den Kreis eines Daniellelementes ($E_0 = 1{,}1$ Volt) und eines Stöpselwiderstandes von $W = 10\,000$ Ohm. (Fig. 437, den „Nebenschluß" $w_n$, denken wir uns zunächst fort.) Der Ausschlag betrage $n = 55$ Skalenteile. Der Strom ist:

$$J = E_0 : (W + w_g) = 1{,}1 \; (10\,020) = 0{,}00011 \text{ Amp.}$$

Also entspricht einem Skalenteil der Strom

$$J = E_0/n(W + w_g) = 0{,}00011/55 = 0{,}000002 = 2 \cdot 10^{-6} \text{ Amp.}$$

[1]) Petrina, Pogg. Ann. 57, 111 (1842).

Bei dieser Berechnung ist der Einfachheit halber angenommen, daß die Skalenausschläge den Stromstärken proportional seien, was bei kleinen Ausschlägen wohl meist der Fall sein wird. Ist die Proportionalität nicht vorhanden, so müssen wir bei der Reduktion auf 1 Skalenteil die Resultate der oben beschriebenen relativen Eichung berücksichtigen.

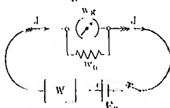


Fig. 437.

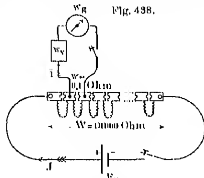


Fig. 438.

Zweites Beispiel: Die Bauart des Galvanometers, leichte Nadel, dünndrahtige Wickelung usw., oder die Angaben des Fabrikanten lassen große Empfindlichkeit vermuten. Die verfügbaren Stöpselwiderstände genügen nicht, um bei direkter Einschaltung den Strom auf einen meßbaren Wert herabzudrücken. Das Galvanometer habe $w_g = 150$ Ohm Widerstand. Wir bilden zunächst einen Stromkreis (Fig. 438, den Vorschaltwiderstand $w_v$ denken wir uns zunächst fort) aus dem Daniellelement, $E_0 = 1,1$ Volt und einem Stöpselwiderstand von $W = 10000$ Ohm. Das Galvanometer legen wir vermittelst zweier „Abzweigstöpsel" (vgl. § 128) in Nebenschluß zu einem Widerstand von $w = 0,1$ Ohm. Der Ausschlag betrage $n = 20$ Skalenteile.

Für die Spannung $E$ an dem Abzweigwiderstand gilt:

$$E : E_0 = w : W = 0,1 : 10000 \text{ oder } E = E_0 w / W = 0,11 / 10000 = 0,000011.$$

Der Strom im Galvanometer beträgt also:

$$i = E / w_g = 0,000011 / 150 = 7,34 \cdot 10^{-8}.$$

Ein Skalenteil entspricht somit einem Strom von

$$i / n = 7,34 \cdot 10^{-8} / 20 = 3,67 \cdot 10^{-9} \text{ Amp.}$$

Widerstand eines Galvanometers: Bei den oben beschriebenen Empfindlichkeitsmessungen wurde der Widerstand des Galvanometers als bekannt angenommen. Meist ist er vom Fabrikanten den Drahtrollen aufgedruckt; ist dies nicht der Fall, so läßt sich mit der Empfindlichkeitsmessung leicht eine Widerstandsmessung vereinigen. Bei dem ersten Beispiel, wo das Galvanometer im Hauptkreis lag, und der Vorschaltwiderstand, um den Ausschlag in den Skalenbereich zu bringen, sehr groß sein mußte, lege man direkt an die Galvanometerklemmen einen Nebenschluß von bekanntem Betrage $w_n$. Der Widerstand des gesamten Stromkreises ist jetzt $W + \frac{w_g \cdot w_n}{w_g + w_n}$, also kleiner als der frühere Wert $W + w_g$. Der Strom $J$ ist also stärker geworden; da jedoch $W$ sehr groß ist gegen $w_g$, so macht die Änderung praktisch nichts aus und wir können den Gesamtstrom als unverändert betrachten, so daß wir haben:

$$J = i_g + i_n \quad \text{und} \quad i_n / i_g = w_g / w_n$$

oder:

$$w_g = w_n (J / i_g - 1).$$

Auf der rechten Seite dieser Gleichung ist $J / i_g$ mit genügender Genauigkeit einfach gleich dem Verhältnis der Galvanometerausschläge ohne und mit Nebenschluß zu setzen, oder bei größeren Anforderungen mit Rücksicht auf die vorher ausgeführte Skaleneichung zu reduzieren. Wird z. B. durch $w_n = 10$ Ohm der Galvanometerausschlag von 55 auf 18 Skalenteile verringert, so ist

$$w_g = 10 (55 / 18 - 1) = 20,5 \text{ Ohm}.$$

Am genauesten wird die Messung, wenn $J / i_g$ etwa gleich 2, also $w_g$ etwa gleich $w_n$ gemacht wird, was durch Ausprobieren leicht zu erreichen.

Bei dem zweiten oben genannten Beispiel eines wegen sehr großer Empfindlichkeit in Nebenschluß zu einem kleinen Widerstand liegenden Galvanometers würde ein Nebenschluß zum Galvanometer ganz wirkungslos sein; denn wenn man z. B. neben die 150 Ohm des Galvanometers noch weitere 150 Ohm legte, so wäre der Widerstand der gesamten Zweigleitung halbiert, der Strom verdoppelt, und die Hälfte hiervon, also ebensoviel wie vorher, würde durch das Galvanometer fließen. Hier müssen wir den Galvanometerstrom durch einen hinzugefügten **Vorschaltwiderstand** $w_v$ verändern. Seien $i_1$ und $i_2$ die Ströme ohne und mit Vorschaltwiderstand, so haben wir offenbar

$$i_1 / i_2 = (w_g + w_v) / w_g,$$

also:

$$w_g = w_v / (i_1 / i_2 - 1).$$

**Beispiel:** Durch Vorschaltung von 100 Ohm vor das Galvanometer sinke der Ausschlag von 20 auf 12 Skalenteile. Dann ist

$$w_g = 100 / (20 / 12 - 1) = 150 \text{ Ohm}.$$

§ 137. **Wheatstonesche Brücke.** Da die Aufgabe, den Widerstand irgend eines Leiters zu bestimmen, bei allen elektrischen Untersuchungen immer wieder vorkommt, so sind die Methoden zur Ausführung dieser Aufgabe sehr mannigfaltig und bis zu einem sehr hohen Grade der Vollkommenheit ausgebildet worden. Es ist möglich, Widerstände mittlerer Größe bis auf weniger als 1/10000 ihres Wertes miteinander zu vergleichen. Von den zur Widerstandsbestimmung dienenden Methoden besprechen wir zuerst diejenigen, bei denen der **unbekannte Widerstand** mit einem **bekannten verglichen** wird; die gebräuchlichste hierzu dienende Anordnung ist die sogenannte „**Wheatstonesche**[1] **Brücke**". Die Theorie der Anordnung geht aus der schematischen Fig. 439 hervor. Vier Widerstände $w_1$, $w_2$, $w_3$ und $w_4$ sind zu einem geschlossenen Viereck verbunden. An zwei gegenüberliegenden Ecken $A$ und $C$ wird der Strom $J$ einer Batterie $E_0$ zu- und abgeführt, die beiden anderen Ecken $B$ und $D$ sind durch ein Galvanometer verbunden. Denken wir uns die Galvanometer- oder „**Brückenleitung**" zunächst unterbrochen, so teilt sich der Hauptstrom $J$ in die beiden

[1] Phil. Trans. 2, 323 (1843), Pogg. Ann. 62, [illegible]

weige $i_1 = i_3$ und $i_2 = i_4$. Nach dem zweiten Kirchhoffschen Satze st dann:

$$i_1 . (w_1 + w_3) = i_2 . (w_2 + w_4) = E \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

o $E$ die Spannungsdifferenz zwischen den Punkten $A$ und $C$. Ferner ist er Spannungsabfall von $A$ bis $D$ gleich:

$$E_D = i_1 . w_1 = E . w_1 / (w_1 + w_3) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

nd ähnlich der Abfall von $A$ bis $B$ gleich:

$$E_B = i_2 w_2 = E . w_2 / (w_2 + w_4) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Die Spannungsdifferenz zwischen $D$ und $B$ ist also gleich:

$$E_B - E_D = E \cdot \frac{w_2 w_3 - w_1 w_4}{(w_1 + w_3)(w_2 + w_4)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Da der Zähler je nach der Größe der vier Widerstände positiv oder egativ sein kann, so geht bei Verbindung der Punkte $B$ und $D$ ein Strom der einen oder anderen Richtung durch ie Brückenleitung.

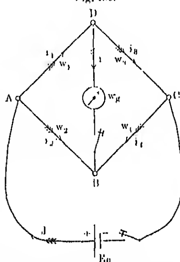



Fig. 439.

Nur wenn $E_B - E_D = 0$, bleibt *as Galvanometer stromlos*. Die pannungsdifferenz ist aber Null, wenn $w_2 w_3 - w_1 w_4 = 0$, oder:

$$w_1 / w_2 = w_3 / w_4 \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Die beschriebene Anordnung eignet ich also zur Vergleichung von Widerständen; sei etwa $w_3$ der *unbekannte Widerstand*, dann gebraucht man zu einer Messung noch drei andere bekannte Widerstände, von denen mindestens einer n möglichst kleinen Abstufungen veränderlich sein muß, um Gl. (5) mit möglichster Genauigkeit erfüllen zu können. Aus Gl. (5) geht ferner hervor, daß von en drei Widerständen $w_1$, $w_2$, $w_4$ nur einer, twa $w_1$, seinem absoluten Werte nach bekannt zu sein braucht, während es für ie anderen beiden genügt, wenn man nur ihr *Verhältnis* kennt. Endlich ieht man aus der Symmetrie der Fig. 439 sofort, daß sich an Gl. (5) nichts ndert, *wenn man das Galvanometer und die Stromquelle miteinander vertauscht.*

Für die praktische Ausführung ist noch die Kenntnis der *Empfindichkeit* der Anordnung wichtig; die Empfindlichkeit ist offenbar durch die n der Brücke entstehende Stromstärke $i$ gegeben, die entsteht, wenn einer er vier Widerstände um einen gewissen Bruchteil seines Wertes von dem urch Gl. (5) gegebenen abweicht. Es läßt sich zeigen, daß die beste Anrdnung darin besteht, daß alle vier Widerstände und auch der des Galvanometers, möglichst von gleicher Größenordnung sind. Ist dies nicht erreichbar, o mache man wenigstens je zwei der vier Widerstände paarweise ungefähr leich. Die vollständige Formel für den Strom $i$ in der Brücke lautet, wenn

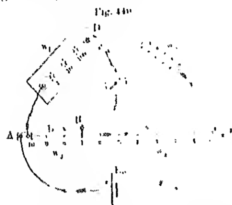
des Galvanometers bezeichnet werden:

$$i = \frac{[illegible]}{W_i w_g (w_1 + w_2 + w_3 + w_4) + [illegible] (w_3 + w_4) [illegible] (w_1 + w_3)} \quad (6)$$

Man erhält diese Gleichung, wenn man die beiden Kirchhoffschen Sätze auf die vier Knotenpunkte $A$ bis $D$ und auf die vier geschlossenen Kreise $ABDA$, $BCDB$, $E_a ADCE$ und $E_a ABCE$ anwendet. Von den acht Gleichungen sind zwei aus den anderen ableitbar, also überzählig; die übrigen sechs genügen zur Berechnung der sechs Stromstärken $i_1$, $i_2$, $i_3$, $i_4$, $i$ und $J$.

Zur praktischen Ausführung der Wheatstoneschen Brücke übergehend, beginnen wir mit der einfachsten, von Kirchhoff herrührenden Anordnung, bei der zwei Widerstände, z. B. $w_3$ und $w_4$, durch einen einfachen Gleitdraht ersetzt sind, längs dessen der Kontaktpunkt $B$ meßbar verschoben werden kann. Fig. 440 zeigt die Schaltung. $w_1$ ist ein Stöpselwiderstand, der bloß drei Stufen, nämlich 1, 10 und 100 Ohm enthält. Man zieht zunächst einen beliebigen Stöpsel und verschiebt dann den Gleitkontakt $b$ so lange, bis das Galvanometer stromlos wird. Da offenbar $w_1 : w_2 = x : (L - x)$ ist, wo $L$ die Länge des ganzen Gleitdrahtes und $x$ die des zwischen $a$ und $b$ gelegenen Stückes, so wird nach Gleichung (5):

Fig. 440.




$$w_2 = w_1 (L - x) : x \quad (7)$$

Ist z. B. $w_1 = 10$ Ohm und wie in der Figur $x = 30$ cm, $L = 100$ cm, so ist:

$$w_2 = 10 \cdot 70 : 30 = 23{,}33 \text{ Ohm}$$

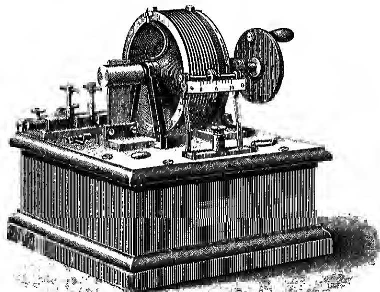
Da $x/L$ jeden beliebigen Wert zwischen 0 und 1 annehmen kann, so würde theoretisch für $w_1$ ein einziger Widerstand genügen. Man erzielt jedoch die größte Genauigkeit, wenn man sich mit dem Gleitkontakt möglichst wenig von der Mitte des Gleitdrahtes entfernt. Deshalb zieht man für die endgültige Messung stets denjenigen Stöpsel, der $w_1$ möglichst nahe gleich dem unbekannten Widerstand macht.

Der Gleitdraht darf keinen zu geringen Widerstand haben, weil sonst die Empfindlichkeit der Messung zu gering wird, und außerdem der Draht sich zu sehr durch den Strom erwärmen würde[1]. 5 bis 10 Ohm sind passende Werte.

[1] Wenn der Widerstand des Gleitdrahtes gegen den der Batterie zu vernachlässigen ist, so wird die Spannungsdifferenz zwischen $A$ und $C$ gleich $E_a$, und die entwickelte Wärme proportional $E_a^2/w$, wo $w$ der Widerstand des Gleitdrahtes.

Als geeigneter Gleitdraht kann z. B. der in Fig. 341, S. 364 abgebildete dienen, der genau 100 cm lang und $^1/_2$ bis $^1/_3$ mm dick ist. Als Material dient Manganin oder eine der anderen in § 125 genannten Widerstandslegierungen.

Fig. 441



Größere Länge des Gleitdrahtes vermehrt die Genauigkeit der Ablesung. Zur Vermeidung unbequemer Dimensionen des Apparates wickelt man sehr lange Gleitdrähte auf eine Walze, wie es der in *Fig. 441 abgebildete Apparat*[1]) nach F. Kohlrausch zeigt. Die Zuleitung zu den Enden des Drahtes geschieht durch Federn, die an der Achse schleifen, der Gleitkontakt besteht aus einem gegen den Draht gepreßten kleinen Röllchen, das an einer Skala entlanggleitet, die die Zahl der eingeschalteten Windungen angibt. Die Bruchteile werden am Umfang der Walze selbst abgelesen. Man sieht ferner hinter der Walze eine Stöpselreihe; diese enthält die Vergleichswiderstände $w_1$ (vgl. Fig. 440), die hier gleich mit eingebaut sind und sich im Innern des Kastens befinden.

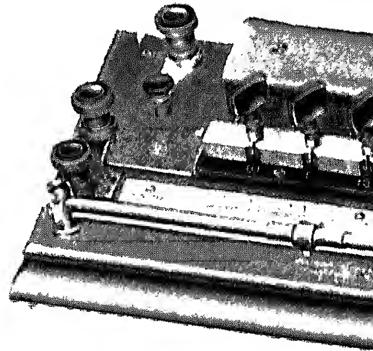
*Fig. 442* zeigt eine Gleitdrahtbrücke, ebenfalls nach Kohlrausch[1]), mit geradem, kurzem (und sehr dünnem) Gleitdraht, nebst Vergleichswiderständen von 0,1 bis 1000 Ohm. Die Klemmen dienen zur Verbindung mit dem unbekannten Widerstand sowie mit Galvanometer und Stromquelle. Der Gleitdraht ist hier nicht in gleiche Teile geteilt, sondern so, daß die Teilstriche direkt das Verhältnis $x/(L-x)$ angeben, und man den Widerstand $X$ ohne weitere Rechnung einfach durch Multiplikation der abgelesenen Zahl mit dem Werte des gezogenen Stöpsels erhält.

Man sieht ferner an der einen der mit „Batterie" bezeichneten Klemmen einen federnden Einschalter; die Anbringung eines solchen empfiehlt sich bei allen Widerstandsmessungen. Man schaltet den Strom immer nur für einen

[1]) Fabrikant: Hartmann u. Braun, Frankfurt.

Augenblick ein, da es ja genügt, wen
sich bewegt oder nicht. Längere Ein
Erwärmung der Leitungen und die
Widerstände. Auch in den Brückenz
lichen Federkontakt; wenn nämlich d

Fig



1:4

die Vergleichswiderstände, bifilar gew
wenn Gl. (5) erfüllt ist, doch im erste
stromes ein kurz dauernder Strom in
Man vermeidet diese Störung, wenn n
dann erst den Brückenzweig schließt;
umgekehrt, indem man zuerst den Br
unterbricht. Man hat „Doppelschluss
matisch ausführen (Fig. 443).

Bei der Messung sehr großer Wide
manchmal behufs Erhöhung der Empfind

man zuerst durch eine rohe Messung, ohne Berücksichtigung de
das ungefähre Verhältnis $w_3/w_1$ bestimmt, und dann die Lä
leitungen auf beiden Seiten so abpaßt, daß ihr Verhältnis etwa g
Die nächste Messung gibt dann einen verbesserten Wert, den man noch weiter korrigieren kann, wenn man nun auch noch einmal die Längen der Zuleitungen korrigiert.

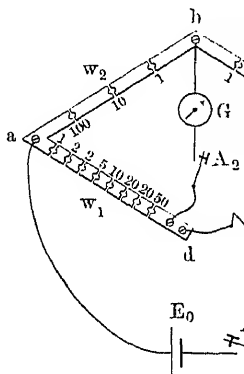


Fig. 444.

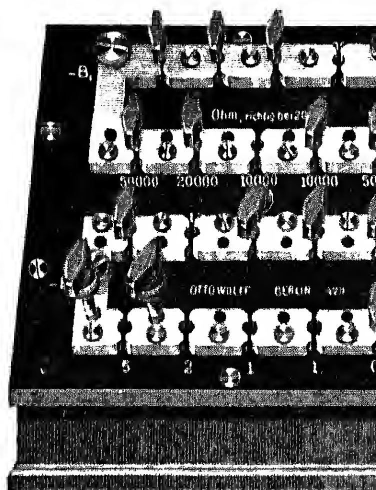
Noch kleinere Widerstände als etwa 0,1 Ohm können in der gewöhnlichen Wheatstoneschen Brücke überhaupt nicht mehr genau gemessen werden; über die Messung derartiger Widerstände siehe weiter unten.

Die Genauigkeit der Messung mittels Gleitdraht wird begrenzt durch etwaige Ungleichmäßigkeiten in der Dicke und der inneren Beschaffenheit des Drahtes. Namentlich die Dicke des Drahtes wird, wenn sie
noch so genau gleichmäßig war, doch durch die Reibung des Ko
durch Oxydation und sonstige Beschädigungen im Laufe der
ändern. Bei sehr großen Ansprüchen an die Genauigkeit wird
solchen Anordnungen den Vorzug geben, bei denen sämtlich
widerstände aus bifilar gewickelten Rollen bestehen. So en
Fig. 444 schematisch dargestellte Anordnung.

An Stelle des Gleitdrahtes sind zwei Stöpselwiderstände $w$
treten, die jeder die Werte 1, 10 und 100 Ohm enthalten. $w_1$
stufiger Stöpselwiderstand; im Schema ist die kleinste Stufe
Maximalwert, wenn alle Stöpsel gezogen sind, beträgt 99 O
praktischen Ausführung kann man natürlich auch mit 0,1 Ohm
die obere Grenze ist lediglich eine Kostenfrage. Man macht

100 Ohm und drei den Punkten $AB$
Daran schließt sich im Zickzack an
gehende Vergleichswiderstand. Zwi
gangswiderständen besonders stark ge

Fig



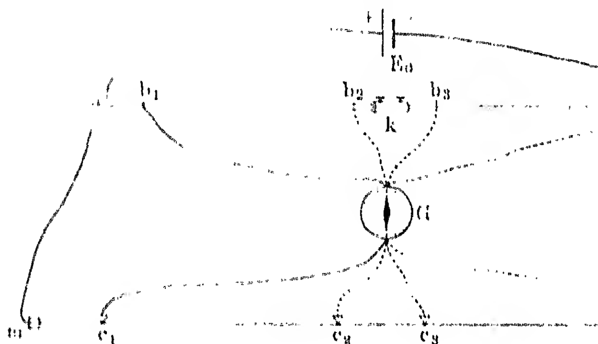

Seite kommt der zu messende Wide
werden unter Vermittelung der beid
angeschaltet.

Bisweilen werden die Widerstän
man sie mittels einer einfachen Stöp
kann. Nimmt man dann aus beiden
Fehler vermieden, die von einer etwa
stände herrühren.

Eine kompendiöse Vereinigung vo

$b_2$ und $c_2$, $b_3$ und $c_3$, $b_4$ und $c_4$. Da den Punkten jed
gleiche Potentialhöhe zukommen muß, so ist die Potentia
$b_1$ und $b_2$ gleich jener zwischen $c_1$ und $c_2$, sowie jene
gleich jener zwischen $c_3$ und $c_4$. Folglich verhalten sic
$b_1b_2 : b_3b_4 = c_1c_2 : c_3c_4$, also auch wie die zugehörigen Dra
drahtes. Die Verbindungsstücke $am$ und $dn$ dürfen nich

Fig. 446.




sonst die Punkte $c_1$ und $c_4$ über das Ende des Meßdrahtes
Messung ergibt direkt zunächst nur das Widerstandsver
$b_1b_2$ und $b_3b_4$, woraus die Widerstände der ganzen Drähte
tion mit dem Verhältnis der ganzen zur abgeteilten Läng
Die Methode eignet sich namentlich zur Untersuchung s
wie Kohle, Kristallstücke u. dgl., die sich nicht zu langen
lassen

Etwas komplizierter ist die von W. Thomson[1]) (
gegebene „Doppelbrücke"; sie hat aber den Vorteil, daß
nacheinander folgenden Messungen der oben beschriebe
rend deren sich unter Umständen bereits die Temperatur de

Es läßt sich nun zeigen, daß das Galvanometer

$$W_1 : W_2 = W_1' : W_2' = w_1 : w_2 \;.$$

Beweis: Es werden, wenn die Brückenleitung u
und $w_2$, $W_1$ und $W_2$ sowie $W_1'$ und $W_2'$ von gleichen
Deshalb ergibt das Ohmsche Gesetz, falls Gl. (1) erfül

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_3 - \Phi_4} = \frac{w_1}{w_2} \quad . \; . \; . \; .$$

$$\frac{\Phi_2 - \Phi_5}{\Phi_5 - \Phi_3} = \frac{W_1}{W_2} = \frac{w_1}{w_2} \quad .$$

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_6}{\Phi_6 - \Phi_4} = \frac{W_1'}{W_2'} = \frac{w_1}{w_2} \quad .$$

Da nun, wenn zwei Brüche $a/b$ und $c/d$ einan
$(a+b)/(c+d)$ denselben Wert hat, so können wir
von Gl. (2) und (3) einzeln addieren und erhalten:

$$\frac{\Phi_1 - \Phi_5}{\Phi_5 - \Phi_4} = \frac{w_1}{w_2} = \frac{\Phi_1 - \Phi_6}{\Phi_6 - \Phi_4}$$

oder:

$$\Phi_5 = \Phi_6; \quad . \; . \; . \; .$$

bei Verbindung von $b_5$ und $b_6$ entsteht also kein Stro
stände an den Abzweigpunkten $b_1$ bis $b_4$ gehen nur
$W_2$, $W_1'$ und $W_2'$ ein. Da von diesen aber nur das
ist, so kann man sie stets so groß machen, daß die
zu vernachlässigen sind.

Bei der praktischen Ausführung nimmt man, we
Widerstand, für $w_2$ einen geeigneten Normalwiderstan
Abzweigstellen so angebracht sind (vgl. Fig. 419), d
Sollwert des Widerstandes enthalten ist. Ferner
und $W_2 = W_2'$. Den ersten beiden gibt man eine

$$J_2 = E_0 / w \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

daraus folgt:

$$W = E_0 . (1/J_1 - 1/J_2) \quad . \quad . \quad .$$

2. Der zu messende Widerstand sei sehr groß, so daß
vernachlässigen. Dann genügt eine einzige Messung und es i

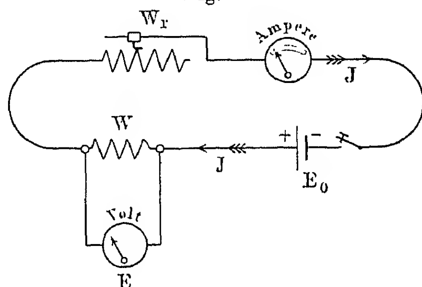
$$W = E_0 / J \quad . \quad . \quad . \quad . \quad .$$

Die Meßmethode verwandelt sich in eine Vergleichs
man die Ströme $J_1$ und $J_2$, die zwei sehr große Widerstände W
stehen lassen, diesen umgekehrt proportional setzt („Method
Ausschlages"); $E_0$ braucht dann überhaupt nicht, $J$ nur relativ b

Als Meßinstrument hat bei großem $W$ an Stelle der o
Amperemeter ein geeichtes Galvanometer zu treten.

3. Der zu messende Widerstand $W$ sei sehr klein (et
1 Ohm). Ist jetzt der übrige Widerstand $w$ groß gegen W
Differenz der beiden Ströme $J_1$ und $J_2$ zu gering, und dadurc
ungenau. Macht man auch $w$ sehr klein, so werden die Ström
den Widerstandsdraht oder für das Amperemeter und für die

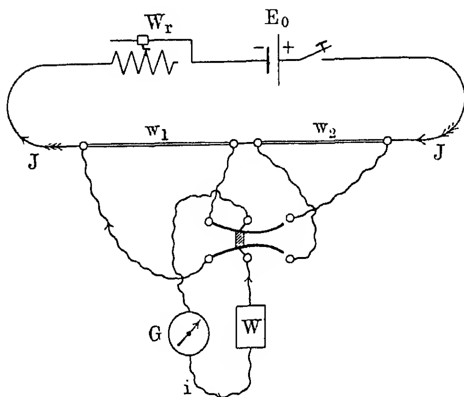
Fig. 448.




kann man die Messung so ausführen, wie Fig. 448 zeigt. Man
$W$ einen Strom $J$, dessen Stärke man mittels des Widerstand

beide Male den **gleichen Wert** hat. S
$W$, so gilt $i = E_1 / W_1 = E_2 / W_2$, ur
ist auch $W_1 / W_2 = w_1 / w_2$. Zur Festst
Fällen bedient man sich an Stelle der U
galvanometers (vgl. § 119). Dann

Fig. 449.




Schaltung. Die beiden das Differen
gesetzter Richtung durchfließenden Str
Nadel in Ruhe bleibt. Weitere Method
man in Kohlrauschs Lehrbuch der pr
standsmessung galvanischer Elemente s

**§ 140. Kompensationsmethode**
**und Strömen.** Unter „Kompensationsm
verstanden, bei denen eine bekannte un
bestimmende Spannung so gegeneinande

liches Galvanometer mit dem Gleitkontakt $C$ verbunden ist, 
verschiebt, bis das Galvanometer stromlos wird. Dann is
differenz, die der durch $AB$ fließende Strom an den Enden

$$E_{AC} = E_0 = J \,.\, W_{AC};$$

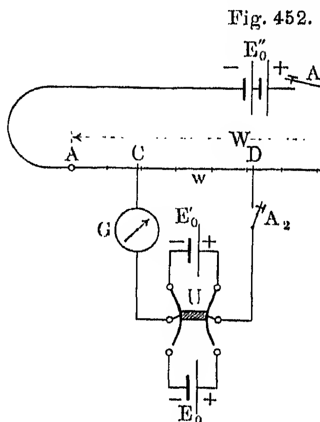
da andererseits bei Vernachlässigung des inneren Widerst
quelle $E_0'$ und des Widerstandes der Zuleitungen die Span
den Enden des Drahtes $E_{AB} = E_0' = J \,.\, W_{AB}$ ist, so folgt

$$E_0 / E_0' = W_{AC} / W_{AB} = \overline{AC} / \overline{AB} \quad .$$

Zur Vermeidung unnützen Stromverbrauches dienen 
kontakte $A_1$ und $A_2$. Man schließt zuerst $A_1$, dann $A_2$ 
$A_2$, dann $A_1$. Über automatische Doppelschlüssel vgl. Fig. 443.

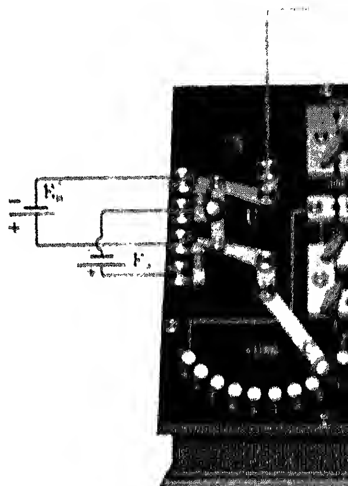
In dieser Form hat die Methode noch den Nachteil, daß einem der zu vergleichenden Elemente Strom entnommen wird, wodurch Polarisation, d. h. Verminderung der EMK entsteht, und daß außerdem genau genommen nicht die EMK, sondern die „Klemmspannung“ (vgl. § 131) des stromliefernden Elementes gemessen wird.

Fig. 452.




Man vermeidet diesen Fehler durch die in Fig. 452 da
nung: Der Gleitdraht wird von einem Strome durchflossen,
batterie $E_0''$ liefert, deren EMK nicht bekannt zu sein brau
möglichst konstant und größer sein als die beiden zu vergl
$E_0$ und $E_0'$, die durch einen Umschalter $U$ abwechselnd

der Technik haben dazu geführ...
Apparat, dem sogenannten „K...
mittels dessen niedrige wie hohe...
gemessen werden können. Fig...
ner[2]) angegebenen Konstruktio...




mit den entsprechenden der Fig...
dient hier eine Reihe von Wide...
oberen beiden Reihen der Stöps...
Belieben ein- und ausgeschaltet...
der Stöpselwiderstände sind ein...
50 bis 2 Ohm; die Stöpsel dieser...
einen Reihe gezogene Stöpsel in...
wird. Endlich ist noch eine...

Durch Umstecken der Stöpsel wird also $w$ verändert,
widerstand $W$ konstant bleibt. Endlich kann man die
von $w$ in Stufen von 0,1 bis 2,9 Ohm an der unter
nehmen; hierbei wird allerdings auch $W$ um den
geändert, doch ist diese Änderung meist zu vernachlä
kleiner als 9997, der Fehler also höchstens $^1/_{8000}$ ist.

Der Umschalter $u$ an der linken Seite gestattet
zu vergleichenden Spannungen; der Schlüssel $A_2$ an
stattet, die Zweigleitung mit dem Galvanometer zunäch
stand von etwa 100 000 Ohm hindurch behufs vorläuf
dann direkt einzuschalten zur endgültigen Abgleichung
Anordnung sollen sowohl das Galvanometer, als auc
gegen zu hohe Ströme geschützt werden.

Die Ausführung der Messungen gestaltet sich nun

a) Niedrige Spannungen (1 bis 10 Volt). $E_0''$
von über 10 Volt. Da sie nur etwa $^1/_{1000}$ Amp. zu li
kleine Trockenelemente benutzt werden. $E_0$ sei die zu
$E_0'$ ein Normalelement; zuerst machen wir den Widers
$D$ gleich

$$\underline{w' = 1000\,E_0'} \quad . \quad . \quad .$$

also $w' = 1019$ Ohm, wenn ein Westonelement, und
$(t - 18)$ Ohm, wenn ein Clarkelement gebraucht wird

Dann regulieren wir mittels der oberen beiden Stö
die das Normalelement enthaltende Zweigleitung stromlo
offenbar an den Punkten $C$ und $D$, d. h. an den Ende
die Spannung $E = E_0'$ und der den Apparat dur
$J = E_0' : w' = {}^1/_{1000}$ Amp. Nun schalten wir $U$ auf d
nung $E_0$ und regulieren bei unverändert bleibendem
Strome $J = {}^1/_{1000}$ Amp., den Widerstand zwischen $C$ un
Wert $w$, daß wieder das Galvanometer stromlos wird;

anschlagt werden. Die absolu
EMK des Normalelementes al

b) Hohe Spannungen
Spannung an Stelle der jetzt
ein Normalelement. Wir m
dann $W$ auf Stromlosigkeit de

$E_0 : E_0'$

Man sieht leicht, daß di
du Bois-Reymond im Prin
der Methode sind hier aber
hohe Stöpselwiderstände verm

Entsprechend dem größte
man Spannungen bis zu 110

Zu noch höheren Spannun
macht; dann wird $E_0'$ $W$
würde man für $w$ 250 $E_0$ er

und als obere Grenze der Mess
durch stärkere Belastung der W
kann man noch bei unveränder
Präzisionswiderständen, also Ver

c) Strommessung
bedingt eine EMK zu sein,
Enden eines stromdurchflossen
die Schaltung, wenn man d
abzweigenden Drähte an Stell
apparat verbindet.

$w$ ist am besten ein Norm
die Verbindungsdrähte zum Ko
stand selbst von dem zu me
Werte $w_0$ des Normalwiderst

Die Methode der Strommessung mittels des Kompe
den Vorzug sehr großer Genauigkeit; sie hat dagegen
Stromwert nicht direkt an einem Zeiger abgelesen wird
achter erst durch Verstellen von Kurbeln und Stöpse
muß; die Methode ist also nur bei sehr konstanten
Deshalb liegt ihr Wert auch weniger in ihrer Bedeutun
thode für laufende Messungen, als vielmehr darin,
Eichungsmethode für Strommesser (Galvanomete
besitzt, die bei viel bequemerer Handhabung eine min
Genauigkeit bietet, wie die beste Tangentenbussole, d
absoluten Messungen von $^1/_{1000}$ Genauigkeit immerhi
mentelle Gewandtheit voraussetzt. Und was von der T
das gilt in mindestens gleichem Maße auch vom Kup
meter. Deshalb werden in der Praxis wohl alle Str
Kompensationsmethode geeicht.

Diese Tatsache führt zu einem eigentümlichen Verhält
luten Maßsystems. Da von den drei Größen $J$, $E$ und $W$
kürlich definiert sind, durch das Ohmsche Gesetz die drit
dürfen nur zwei von ihnen gesetzlich festgelegt werden; wü
nieren, so würde sich jedesmal, wenn die Genauigkeit der M
wird, die Frage ergeben, welche von den drei Größen ma
mit den verbesserten Messungen im Einklang zu bleiben.

Durch internationale Vereinbarung vom Jahre 1905
schlossen, daß nur das Ampere und das Ohm gesetzlich
sollen. Der Wert des Ohm ist bereits in § 122 als Widers
säule von bestimmten Dimensionen erläutert. Dieser We
behalten werden, wenn einmal sich ergeben sollte, daß er
dem aus dem absoluten Maßsystem sich ergebenden überei
Ampere einen greifbaren Etalon zu erhalten, hat man festg
einheit (Ampere) durch die Silbermenge definiert sein solle
in einem Silbervoltameter (s. Kap. VII) ausscheide. Eine
des Wertes dieser Zahl steht einstweilen noch aus, doch
eine Reihe sehr präziser Messungen als wahrscheinlichen W
1,118 mg gefunden. Auch dieses noch gesetzlich zu sankti

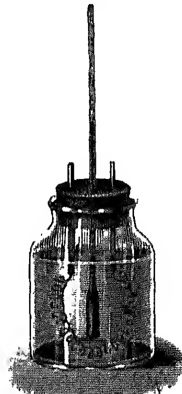
Für die Praxis und auch für die m
übrigens die ganze Unstimmigkeit wenig
unter einigen Zehntausendsteln der zu m

§ 141. **Wärmeentwickelung**
**setz von Joule**[1]). Daß der elektri
wärmt, wurde bereits mehrfach erwäh
für die rasch veränderlichen Entladun
gewiesen, daß die Wärmeentwickelung

Wir wollen jetzt die Gültigkeit
setzes" für konstante Ströme nachw

Erster Versuch: Wir bilden
Batterie, einer empfindlichen Tangen
Strommesser mit
Skala, einem Reg
abgebildeten App
Alkohol oder Pe
Flüssigkeit gefül
Flüssigkeit tauch
Kupferdrähte, di
draht verbunden
Strome entwickel
keit abgegeben.
fische Wärme, $t$
entwickelte Wärm

Fig. 454.



Für genaue
besser durch ei
Wasserwert (vgl. Bd. III, § 44) dan
z. B. das L. Pfaundlersche „Strom
nutzen, von dessen zwei hintereinand

Beispiel. Füllung der Flasche: 50 g Petroleum. lang und 0,2 mm dick, spezifischer Widerstand 0,14, also W

$$w = 0{,}14 \cdot (\pi \,.\, 0{,}1^2) = 4{,}46 \text{ Ohm.}$$

Tangentenbussole mit 10 Windungen von 20 cm Radius, faktor für Ampere:

$$C_A = \frac{10 \,.\, 20 \,.\, H}{2 \,.\, 10 \,.\, \pi},$$

also für $H = 0{,}19$ Gauss:

$$C_A = 0{,}605.$$

Batterie von vier Bunsenelementen; Regulierwiderstanc $\varphi$ ist der Ausschlag der Tangentenbussole, $t$ die Tempe 5 Minuten:

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $\varphi =$ | 19,5⁰ | 28⁰ | 35⁰ | 41,5⁰ | 47⁰ | 5 |
| $tg\,\varphi =$ | 0,354 | 0,531 | 0,700 | 0,885 | 1,07 | 1, |
| $t =$ | 0,66⁰ | 1,5⁰ | 2,6⁰ | 4,2⁰ | 6,0⁰ | 8 |
| $t/(tg\,\varphi)^2 =$ | 5,25 | 5,3 | 5,3 | 5,35 | 5,25 | 5 |

(im Mittel 5,26).

Aus der Konstanz der letzten Zeile folgt:

A. Die vom Strome in einer bestimmten Ze Wärme ist dem Quadrat der Stromstärke proporti

Dritter Versuch. Wir wiederholen den zweiten V Platinspirale von kleinerer Länge oder größerem Querschn Längen ermittelt man das Verhältnis der Querschnitte dur finden, daß die Werte der Konstanten $t/(tg\,\varphi)^2$ sich in beiden die Längen oder umgekehrt, wie die Querschnitte verhalte

B. Bei gleicher Stromstärke verhalten sich die gestalteten, aber chemisch gleichartigen Leite wickelten Wärmemengen wie deren Widerstände.

Den Wert der Konstanten $\alpha$ lie
der elektromagnetischen Widerstan
Einheit des Widerstandes als jene
Stromeinheit in der Zeiteinheit eine
luten Arbeitseinheit äquivalent ist.
der absoluten Arbeitseinheit.

die ihm äquivalente Wärmemenge is

wir also die Stromstärke $J$ und de
(CGS), die Zeit $t$ in Sekunden, die
wird die Konstante:

$$\alpha = \frac{1}{41\,900\,000} =$$

Messen wir aber den Widersta
standseinheiten (CGS), so wird $\alpha$ a
zeitig die Stromstärken nach Ampere
so wird $\alpha$ wiederum 100mal kleiner

Für die Maße Ampere, Ohm, S
demnach:

$$\alpha =$$

In Worten:

A. Die Wärme, welche ein
von $W$ Ohm pro Sekunde entwi
kalorien.

So ergeben z. B. die Versuche au

$$t = 5{,}26\ (tg\ \varphi)^2$$

die spezifische Wärme des Petroleum
nuten = 300″:

$$Q =$$

oder

Die damit verbundenen entgegengesetzten Wärmeeffe
und es kommt daher nur diejenige Erwärmung, welch
setze entspricht, zur Geltung. Über die Wärmeentwic
Elementen s. Kap. VII.

**§ 142. Stromarbeit, Stromeffekt[1]) und deren**
kurz in Erinnerung, daß wir als Arbeit die Überwin
eines Weges definieren und dieselbe im praktischen
grammetern, im absoluten Maßsysteme nach Erg mess
gleichgültig, in welcher Zeit der Angriffspunkt der Kra
d. h. der Begriff der Arbeit ist ganz unabhängig von d
ist es mit der Arbeitsintensität oder dem Effekt (Lei
darunter die Arbeit pro Sekunde und messen diese
tischen Maßsystem nach Kilogrammetern pro Sekun
system nach Erg pro Sekunde. In der Technik werd
als „Pferdestärke" bezeichnet und dieses Maß durc
HP (vom englischen *horsepower*) ausgedrückt. Es ist

1 PS = 75 kgm/Sek. = 75 · 9,81 × 10⁷ Erg/Sek. =

Diese Maße für Arbeit und Effekt werden auch fü
mengen und Energiequellen angewendet.

Eine gehobene Wassermasse gibt beim Niedersi
Energie ab, welche durch das Produkt aus Gewicht
ist. Ein Wassergefälle leistet pro Sekunde eine Arbei
welcher gleich ist dem Produkte aus dem Gewichte de
pro Sekunde durch den Querschnitt strömt (der Stro
fügbaren Niveaudifferenz.

Nun übertragen wir diese Anschauungen auf d
eine Elektrizitätsmenge $e$ von einem Potentialniveau
herabströmt, so wird dabei eine Arbeit

$$A = (\Phi_1 - \Phi_2) \cdot e$$

1 Watt $= 10^7$ Erg/Sek., äquivale

und wegen Gl. (1):

1 PS = 736

In der elektrotechnischen Praxis rechne heiten, nämlich 1 Hektowatt = 100 Watt berechnet z. B. die Kosten elektrischer Beleuch „Kilowattstunden". So läßt z. B. eine Kohlefa bei 110 Volt Spannung einen Strom von etwa 44 Watt. Brennt die Lampe 2 Stunden pro

$$\frac{365 \cdot 2 \cdot 44}{1000} = 32{,}1 \text{ Kil}$$

Das Produkt von Leistung × Zeit er $J \cdot t$ eine Elektrizitätsmenge, die wir p × Sekunde messen, so ist die praktisch „Voltcoulomb" (abgekürzt VCb) oder ki

1 Joule $= 10^7$ Erg = 1/9,81 Kilogramn

**§ 143. Erhitzung von Leitern d Hitzdrahtstrommesser.** Im § 141 war nicht aber von der Temperaturerhöhun Wenn die Temperatur der metallischen Le Widerstand und hierdurch ändert sich auch Von dieser Änderung wollen wir aber vorl Temperatur der Drähte so lange, bis sie e Wärmeverluste nach außen der Wärmezuf gewicht halten. Den Wärmeverlust pro Z zylindrischen Drahte von der Länge $l$ un der Oberfläche $\pi \cdot d \cdot l$, und dem Temperatu $t$ proportional setzen, solange $t$ nicht allzug

$$V = \varepsilon \cdot \pi \cdot d \cdot$$

wo $\varepsilon$ eine Konstante ist, die man als „Emis offenbar der Wärmeverlust durch 1 qcm

wobei $s$ in Ohm pro Centimeter Länge und Quadratcentimeter
$d$ in Centimetern zu messen.

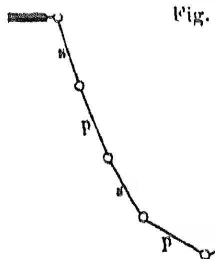
Die Theorie verlangt also, daß die Temperaturerhöhung

1. Proportional dem Quadrat der Stromstärke
   und bei gegebener Stromstärke
2. proportional dem spezifischen Widerstande,
3. verkehrt proportional dem Emissionsvermögen,
4. verkehrt proportional dem Kubus der Drahtdick
5. unabhängig von der Drahtlänge.

Da nun die Temperaturen, bei welchen verschiedene beginnen, nur wenig voneinander abweichen, so ergeben s das Glühen von Drähten folgende qualitative Versuche.

Aus 2. folgt, daß in einem Schließungsbogen, der a dicken, aber verschiedenartigen Drahtstücken zusammen schlechter leitenden Stücke bereits erglühen können, wä leitenden noch dunkel bleiben.

Leitet man z. B. einen genügend starken Strom d Fig. 455, welche abwechselnd aus gleich dicken Platin- und besteht, so werden bei einer gewissen Stromstärke die Platin dagegen die Silberdrähte dunkel bleiben. Aus 4. folgt ei such, bei welchem die Kette aus abwechselnd dünnen und dicken Platindrähten besteht, wobei dann die dünnen glühen, die dicken dunkel bleiben.




Bezüglich 5. mag folgender Versuch gemacht werden: Man spannt von einem längeren ziemlich dünnen Platindraht ein mehrere Centimeter langes Stuck zwischen zwei Holtzsche Fußklemmen und schaltet in den Stromkreis

einen Strom zum mäßigen Rotglühen.
Spirale zur Hälfte in kaltes Wasser, so k
der nicht eintauchende Teil viel lebhafter

Durch das Abkühlen der Hälfte des I
stand, folglich steigt die Stromstärke und in
im nicht abgekühlten Teile des Drahtes.

Bei etwaigen quantitativen Versuchen
raturerhöhungen beschränken, da für grö
und Lufttemperatur die abgegebene Wärm
portional ist, sondern in komplizierter
abhängt.

Aus Gl. (5) ergibt sich der Durchmess
Strom $J$ führen und dessen Temperatur nich
soll, zu:

$$d = \sqrt[3]{\frac{s J^2}{t} \cdot \frac{0{,}097}{\varepsilon}$$

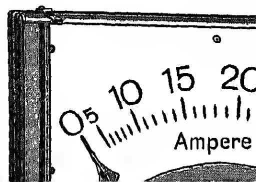
wo $a$ eine von der Natur und Oberflächenb
Größe. Für frei hängende blanke Kupferdräh
$d$ in Millimetern mißt. Daraus ergibt sich z.
eine als zulässig erachtete Temperaturerhöhu

$$d = 0{,}74 \sqrt{\frac{100}{30}} =$$

Für andere Drähte variiert $a$ etwa prop
spezifischen Widerstand.

Eine wichtige Anwendung der Propor
raturerhöhung und Quadrat der Strom

Fig. 456.



Ist $a$ der thermische Ausdehnungskoeffizient, so ist die
tional $a.t$, also bei gegebenem Strom proportional mit:

$$a \cdot s / c\, d^3 \text{ [vgl. Gl. (5)]}.$$

Da die Wärmeabgabe bei geringer Temperaturerhöh
durch Luftströmungen erfolgt, so ist $c$ ziemlich bei allen M
das günstigste Metall für ein Hitzdrahtinstrument ist dasjen
größten Wert hat; danach ist Neusilber das geeignetste M
richtet sich nach der zu messenden maximalen Stromstärke.

Fig. 456 zeigt ein Hitzdrahtamperemeter nach Ha
$AB$ ist der vom Strome erwärmte Draht; an einem P
ein Faden befestigt, der sich um die den Zeiger trag
Da einer kleinen Fadenverlängerung eine ziemlich gr
entspricht, so ist die Empfindlichkeit ziemlich beträchtl
den Polen des Magneten $M$ sich drehende Aluminiumsc
Dämpfung der Zeigerbewegung. Die Schraube $S$ dient
den Nullpunkt vor jeder Messung; dies ist nötig, we
von der Zimmertemperatur abhängig ist.

Die Hauptbedeutung der Hitzdrahtinstrumente b
abhangigkeit von der Stromrichtung, wodurch
Messung von sogenannten „Wechselströmen“ (s. Ka

Bei genügend empfindlicher Konstruktion lassen sich
mente auch als Voltmeter eichen.

Die Abhängigkeit des Nullpunktes von der Zimmertemp
besondere Einrichtungen vermeiden, auf die hier jedoch ni
werden kann.

Das bereits mehrfach erwähnte Riessche Luftherm
kann als ein „ballistisches“ Hitzdrahtinstrument betrach

Sieb

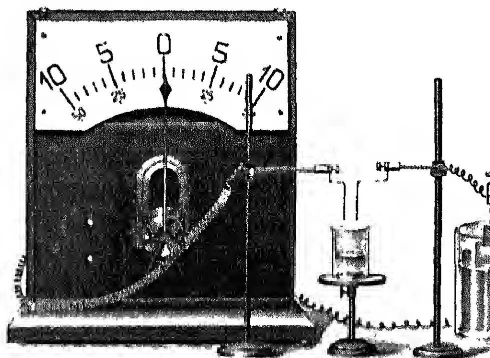
# Elektrizitätsleitung
# Leitern zweite

**§ 144. Grundtatsachen.**
bereits darauf hingewiesen w
in den Metallen keine stoffliche
Gruppe von Leitern solche h
diesen „Leitern zweiter Klass
knüpfung mit stofflichen Verä
stattfindet. Die Beziehungen de
und chemischen Vorgänge, bi
Diese Beziehungen können von
trischer Energie zur Erzeugung
Theorie der Elektrolyse; die Ge
Vorgängen in der Theorie der

Wir wollen zunächst die G
einfacher Versuche kennen lern
zwei galvanische Elemente — e

feste Nichtleiter, z. B. Schwefelpulver und Glaspulver, s
auch das Gemisch nicht; löst man einen Nichtleiter
bleibt auch hier in vielen Fällen die Leitung aus, z.
oder Rohrzucker in Wasser; in anderen Fällen aber e
z. B. bei Essigsäure und Wasser. Es gibt also schl
bei dem Vorgange der Auflösung in einem anderen
daß eine gutleitende Lösung entsteht - man nennt die

Fig. 457.




Läßt man nun in der angedeuteten Anordnung d
Elektrolyten einige Zeit einen Strom fließen, so gelan
Tatsachen zur Wahrnehmung:

So sieht man in Kupfersulfat zwischen Ku
eine konzentriertere, dunklere Lösung, v
hellere Lösung sich ausbreiten.

III. Wir haben als Stromquelle für di
geschaltete Daniell-Elemente verwendet.
weder durch die verdünnte Schwefelsäure,
zwischen Platinplatten dauernder Stromd
wir statt des Daniell-Elementes ein Le
dessen elektromotorische Kraft größer is
durch die Kupfersulfatlösung, nicht aber
Wir erkennen so, daß zur Zersetzung ver
elektromotorische Kräfte erforderlich sind.

Ihre Verschiedenheit tritt hervor in d
Gegenkräften. Schalten wir nämlich n
Stromquelle (Fig. 457) aus und schließen
den Elektrolyten, so erkennen wir einen A
tung als bei dem vorher erfolgten Strom
Ausschlag im Falle der Schwefelsäure größ
Die vorher vollkommen gleichen Elektro
gang selbst zu Elektroden eines galvanis
polarisiert.

Entsprechend diesen drei Gruppen v
behandelt werden:

I. Vorgänge an den Elektroden.
II. Vorgänge im Innern des Elekt
III. Energieaufwand und Energieg
gängen.

## § 145. Vorgänge an den Elektrod

Um die bei der Elektrolyse verdünnter
sich entwickelnden G se in einem Vorle

so daß bei der Elektrolyse der verdünnten Schwefelsä Wasserzersetzung bewirkt worden ist.

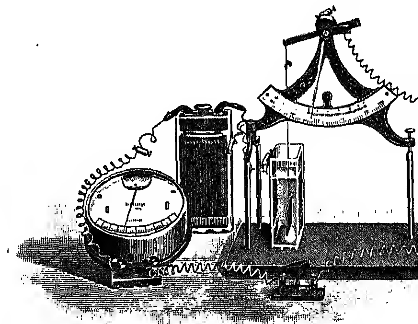
An der Hand derartiger Versuche erkannte Faraday gesetz der Elektrolyse. Schickte er denselben Strom, desse dem eingeschalteten Galvanometer kontrollieren konnte, du lyten, z. B. verdünnte Schwefelsäure, während 10, 20, 30 hielten sich die an jeder Elektrode abgeschiedenen Gasmeng 1:2:3. Wurde darauf die jedesmalige Versuchszeit kons die Stromstärke im Verhältnis von 1:2:3 variiert, so s schiedenen Mengen wieder im gleichen Verhältnis. Entspr wurden erhalten, wenn die aus einer Metallsalzlösung, z. B oder aus Silbernitrat ausgeschiedenen Metallmengen gew abgeschiedenen Mengen verhielten sich wie die Produkte und Zeit, d. i., wie die hindurchgegangenen Elektrizitätsmengen.

Zu einem weiteren Ergebnis führte die Fragestellung, in welchem Verhältnis die durch dieselbe Elektrizitätsmenge aus verschiedenen Elektrolyten abgeschiedenen Substanzmengen stehen. Die Versuchsbedingungen sind am einfachsten erfüllt durch Hintereinanderschaltung, d. h. durch die Anordnung der verschiedenen Elektrolyte in demselben Stromkreis. Werden in dieser Weise verdünnte Schwefelsäure in der Anordnung der Fig. 458 und Silbernitratlösung mit einer Platinkathode und einer Silberanode — letzteres zur Erhaltung des Silbergehaltes der Lösung — elektrolysiert, so verhalten sich die Gewichte des abgeschiedenen Wasserstoffs (berechnet nach Reduktion des abgelesenen Volumens auf $0^0$ und 760 mm) und des abgeschiedenen Silbers wie 1 : 107,93, d. h.

Vorlesungsversuch innerhalb weniger Minu
wagen werden in der Weise, wie es die F
An dünnen Drähten hängen die kleinen Pl
daß erst durch oben auf den Hebelarm
gewichte die Nullstellung der Wage erreicht
zu den beweglichen Kathoden ist dadurch e
hängedraht über einen etwas stärkeren K
in zwei Metallschneiden drehbar ruht.
Wagen lassen das Verhältnis der abgeschie
kennen[1]).

Mit derselben Anordnung läßt sich eine
schen Gesetz demonstrieren, die sich auf
mehreren Wertigkeitsstufen auftreten,
Da der Strom aus verschiedenen Elektroly
abscheidet, so muß z. B. aus Cuprosalzen, de
die doppelte Menge abgeschieden werden al

Fig. 459.



zweiwertigen Kupfers. Zur Demonstration
Anordnung die Kupfersulfatlösung in dem

Kupfers erweisen und unter Umständen auch elektrolytisc
läßt, ist von Wohlwill[1]) und von Förster[2]) gezeigt word
chemisches Gleichgewicht zwischen metallischem Kupfer u
seits und Cuprosalz andererseits, das sich mit steigender
Richtung zunehmender Konzentration an Cuprosalz versch
man also eine Lösung von Kupfersulfat oberhalb 70°, so
zur Anreicherung an Cuprosalz bei höherer Temperatur
geltend machen, daß die Entladung des Cuprikupfers n
zu metallischem Kupfer, sondern nur bis zum Cuproku
haben dann an der Elektrode keine Metallabscheidung
statt dieser durch den Strom eine Anreicherung an Cupr
ist, wird erkennbar, wenn man die Lösung nach der Stron
kühlt. Es stellt sich dann das der tieferen Temperatur en
gewicht ein, indem das Cuprosalz zerfällt unter Bildung
metallischem Kupfer, welches innerhalb der Lösung in
auskristallisiert.

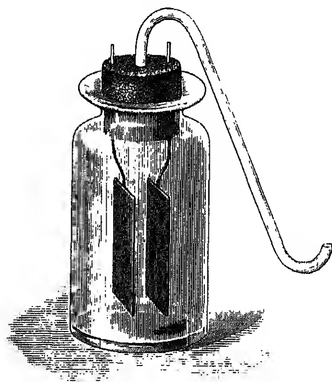
Besonders auffällig sind diese Vorgänge bei der e
scheidung des Goldes, welches in Lösung ein- und dreiw
Abscheidung erfolgt hier so wechselnd zwischen den
Werten, daß man mit Recht behaupten konnte: „Wen
Untersuchungen auf Lösungen solcher Art, wie die Go
beschränkt hätte, würde er nie zur Erkenntnis seine
sein". Von der Annahme ausnahmsloser Gültigkeit des
setzes aus haben sich diese[3]) scheinbaren Ausnahmen u
aufklären lassen, als herbeigeführt durch die Anwesenhe
stufen.

Auch die Tatsache, daß unter Umständen beim Du
schwachen Stromes durch wässerige Lösungen von einer
den Elektroden überhaupt nichts wahrnehmbar wird —
eine metallische, d. h. den Leiter nicht nur im Endeffekt
Moment unverändert lassende Stromleitung angesehen w

Gesetzes erfolgen. — Das Faraday
eines der genauesten Naturges

**§ 146. Anwendung des F**
**messung. Voltameter (Coulome**
Strommenge und chemischer Wirku
zu verwenden. Die Vorrichtungen

Fig. 460.



das Volumen des entwickelten Was
Knallgasvoltameter — oder eines

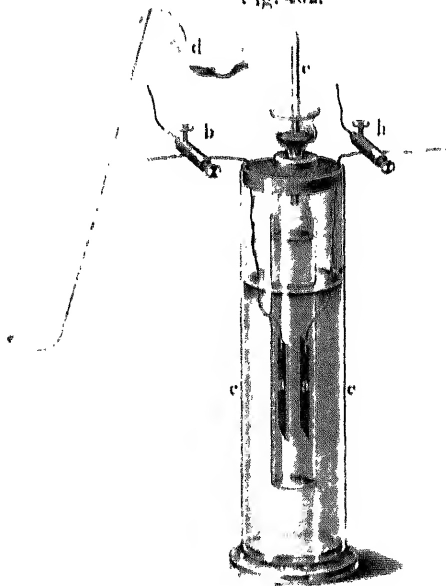
Fig. 461 a.



etwa in der Art, wie sie die Fig. 461 a zeigt, angeb
Boden eines Glasgefäßes ist ein Kork aufgekittet, welch
meterrohr trägt und der, wie Fig. 461 b zeigt, mit einen
nahme des Gasableitungsrohres versehen ist.

Will man Knallgas trocken über Quecksilber auff
sich des von Bunsen konstruierten Zersetzungsapparate
Das unten geschlossene Glasgefäß, in welchem sich d
finden, ist in ein weiteres, etwa mit Weingeist gefüllte

Fig. 462.




Fi

dessen Zweck darin besteht, eine allzu starke Erhitz
flüssigkeit und der Zuleitungsdrähte zu verhindern.
gebildeten Zuleitungsdrahte der Platinplatten $a$ sind i
setzungsgefäßes eingeschmolzen. In den dann sich
erweiternden Hals des Zersetzungsgefäßes ist das Gla
zum besseren Schluß ist etwas Quecksilber in den Tric

tabellen zu entnehmende Wasserdampf
der Barometerstand, so erhält man z
Gases (in mm Hg-Säule):

$$H = b - h$$

und dann das reduzierte Gasvolumen:

$$v_r = \frac{v}{1 + 0{,}00}$$

Da nun die Beziehung festgelegt ist
1 Coulomb, d. i. die während einer S

Fig. 464.

stär
$0^0$ u
erha
spre

War
Stro
die
kund
stärk

E
rücks
Fig.
herst
ist.

Sauerstoff $O_2$ Ozon $O_3$ entsteht, was entsprechend der G
ein zu geringes Volumen ergibt. Es hat sich gezeigt,
welche an einer Platinanode in Schwefelsäure und auch
an einer Nickelanode in Kalilauge vollständig ausbleibt

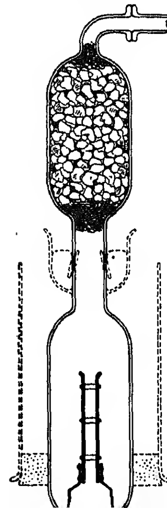
Durch einen Kunstgriff gelingt es, die elektrolyt
auch in solchen Fällen zur Messung der Stromstärke zu
diese nicht konstant ist; es ist dabei weder eine Zeitmessung erforderlich noch eine Volumbestimmung, sondern lediglich die Ablesung eines Druckes. Die Stromstärke ist ja proportional der Geschwindigkeit der Gasentwickelung und diese Geschwindigkeit kann als Druck gemessen werden. Eine dazu geeignete Anordnung wurde von Bredig und Hahn[2]) angegeben (Fig. 465).

Das elektrolytisch entwickelte Knallgas strömt durch das Glasrohr $d$ und tritt in die Erweiterung $e$, in welcher es durch Watte filtriert und so von mitgerissenem Flüssigkeitsstaub gereinigt wird. Alsdann entweicht das Gas durch die Kapillare $f$, deren Länge bei passender Weite sich sehr leicht so abgleichen läßt, daß das mit $d$ kommunizierende Wassermanometer $g$ bei 1 Amp. Stromstärke z. B. auf der verschiebbaren Skala gerade den Wasserdruck 1 cm anzeigt. Will man den Meßbereich und damit die Empfindlichkeit ändern, so braucht man nur eine andere abgeglichene Kapillare $f'$ in $e$ an Stelle der ersteren zu setzen, so daß jetzt z. B. bei 1 Amp. Strom ein Druck von 10 cm Wassersäule entsteht. Das Instrument ist also durch einfache Auswechselung

demonstriert mit einem solch
Höhe, wofür 0,404 bzw. 0,202
bei einer Stromstärke von 1,4
pro Teilstrich hatte, so erhielt
durch Projektion bequem we
Einrichtung am besten so, d
selbst den Strom schließt un
öffnet. Für Konstanterhaltun
nung mit großem eingesch
Apparat dürfte sich zur Dem
kurzdauernder Vorgänge rech

Gewichtsvoltameter.
kann das Knallgasvoltameter

Fig. 467.



entwickelte
vor und na
Form ist in
troden best
gebogen sin
leihen. Vo
stege gesc
zwischen G
besten dire
1 g entsprec

Ein Nac
eine beträc
brauchen,
gesamten S
des Knallga
gang unter
Voltametern
zur Wägun
dische Vor

durch Erwärmen trocknen und zur Wägung br
Äquivalent ist 107,93, während z. B. Kupfer in
Äquivalent $\frac{63,6}{2}$ = 31,8 hat. Endlich machen sich
einer zweiten Wertigkeitsstufe für gewöhnlich nic
Fig. 468 zeigt ein solches Instrument. Es besteht
schälchen oder -tiegel, welcher auf eine durch die
negativen Pol leitend verbundene Unterlage gestel
bereiteten 10proz. Lösung von Silbernitrat gefüllt
taucht als Anode ein von einer Metallklemme get
Silberstift. Um das Herabfallen von Teilen desse
den Platintiegel zu verhindern, wird er mit einem
Leinwandläppchen umhüllt oder ein kleines Glassc
untergehängt. Nach dem Versuch wird der Silbe
schlag mit Wasser und Alkohol gewaschen und
Erwärmen auf 160° getrocknet. Die Genauigkeit,
sich mit dem Silbervoltameter erreichen läßt, erh
besten aus der Tatsache, daß man die gesetzliche
tion des Coulomb darauf gegründet hat. Es wu
Mittelwert international die Beziehung vereinbar
1,118 mg Silber. Die Unabhängigkeit dieses We
wurde von F. Kohlrausch und R. H. Weber[2]) fe

Bei sehr geringen Strommengen bereitet di
schiedenen feinen Silberflitterchen Schwierigkeiten.
Silber aus Komplexsalzen, wie Kaliumsilbercyanid,
nitrat kristallinisch, sondern als kohärenter Überz
wendung dieser Lösung im Voltameter stand aber
daraus stets zu wenig Metall ausfiel. Nernst u.
Grund dafür in der Löslichkeit des Silbers in Cyan
des Luftsauerstoffs. Es gelang, diesen auszuschlie
voltameter herzustellen, in welchem ein Strom von

platte als Kathode zwischen zwei sta[...]
platten als Anoden bringt. Auf 1 qcm [...]
0,005 Amp. und nicht mehr als 0,03 A[...]
wird mit Wasser und Alkohol abgespül[...]
auch mit dem Kupfervoltameter sich [...]
Fehlerquellen Resultate von derselb[...]
voltameter erreichen lassen, beweisen [...]

Auch Quecksilber hat man zu V[...]
zähler [2]) Fig. 469a in einer sehr [...]
Form des abgeschiedenen Metalls [...]

Fig. 469 a.







kennt ma[...]
silber, de[...]
staltete G[...]

Titrationsvoltameter. Zur Messung kleinere
haben sich Titrationsvoltameter als recht brauchbar e
einem hohen cylindrischen Gefäß in verdünnter Salp
Silberanode und oben eine Platinkathode, so löst sich
unten Silber auf und gelangt vermöge des hohen spez
entstehenden Lösung nicht an die Kathode. Man
endigung des Versuchs das gelöste Silber mit Rhodanlö

Oder man bestimmt die kathodische Reduktion e
In diesem Falle wird die untere Platinelektrode (sie
Kathode mit einer konzentrierten angesäuerten Lösun
deckt, darüber befindet sich verdünnte Schwefelsäure,
anode taucht. Der Strom reduziert an der Kathode
Eisenoxydulsalz, welches nach dem Versuch mit Perma

Am häufigsten verwendet wird das Jodvoltamet
Herroun in derselben von der Fig. 470 wiedergegeben
ordnung. Unten befindet sich als Anodenlösung konze
angesäuerte Jodkaliumlösung, oben verdünnte Salzsäur
Strom scheidet also unten an der Anode Jod ab,
nach dem Herauslassen der gesamten Lösung dur
Glashahn mit Natriumthiosulfat titriert wird [1]).

**§ 147. Allgemeinere Fassung des Faraday
Gesetzes.** Wir haben an den zahlreichen Beispielen
Faradaysche Gesetz, welche die Erörterung seine
tischen Anwendung zum Zwecke der Strommessung g
hat, gesehen, daß die Äquivalenz zwischen Strommen
chemischem Umsatz zutrifft bei der kathodischen (Was
Metalle) oder anodischen (Sauerstoff, Jod) Abscheidu
Elementen und ebenso bei ihrer Auflösung (Silbertit
voltameter). Wir erkannten aber auch, daß das Ges
trifft, wenn es sich nicht um Abscheidung oder Au

**§ 148. Theoretische Deu**
**Helmholtz. Elementarquan**
gesprochene Zusammenfassung d
aufstellte, von welcher die durc
wendige gefordert wurden. Du
den Begriff der Wertigkeit ode
mischen Atoms gibt an, mit w
bzw. wieviel solche Atome in V
Faradaysche Gesetz erhält d
sich als Einheit dar nicht nur
Atome oder Atomkomplexe, son
Verhalten der Atome zur Ele
chemischen Atoms nur dafür in
dieses oder jenes Elementes ei
Zahl der Atome nur von deren
hier von der Natur des chemisc
oder negativer Elektrizität sich
wieder nur bestimmt durch die
nun die hier in Betracht komm
elektrochemischer Art unter ve
annehmen, daß die Elektrizitä
atomistischer Struktur ist, d
noch zwei Arten von einwerti
und diejenige negative Elektrizi
chemischen Atom oder mit j
können. Wir nennen sie das p
oder, nach einem Vorschlage
Elektron.

Wie wir nun bei einem n
ermitteln versuchen, indem wir
mit einem Gramm Wasserstof

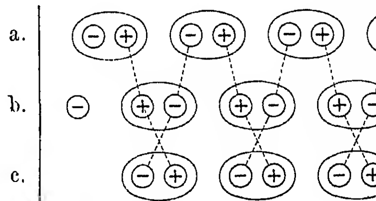
Nun hat man aber in der kinetischen Gastheorie Weg
zur Kenntnis nicht nur der relativen Atomgewichte, son
jenigen der absoluten geführt haben, welche uns also die
nur auf eines von ihnen als Einheit bezogen angeben l
Gewicht eines Atoms in Grammen kennen lehrten. Ein
wiegt danach $10^{-21}$ mg, ein Atom eines Elementes mit d
gewicht $A$ also $A \cdot 10^{-21}$ mg. Wir sahen, daß 1 g Wass
zitätsmenge 96540 Coul. bindet, 1 mg also 96,54 Coul.
Wasserstoff $96{,}54 \cdot 10^{-21}$ — etwa $10^{-19}$ Coul. Dies ist das
der Elektrizität, das Elektron, die kleinste Elektrizitätsm
hat nachweisen lassen. Jede größere Elektrizitätsmenge
der Auffassung von der atomistischen Struktur der Elekt
faches dieser Menge. Die grundlegende und weitreichend
so gewonnenen Erkenntnis wird in späteren Kapiteln d
dargelegt werden. Während wir es in der Elektroche
bindungen des Elektrizitätsatoms zu tun haben,
Methoden zeigen, das Elektron in isoliertem Zustande dar
Eigenschaften in diesem Zustande zu studieren.

**§ 149. Konzentrationsänderungen an den El
führungszahlen. Wanderung der Ionen.** Von den
unmittelbar wahrnehmbaren Erscheinungen wenden wir
Vorgängen, welche ihren Sitz im Inneren des Elektrolyten
achtungstatsache, von der wir ausgehen, ist die Konz
welche man während der Elektrolyse von den Elektrod
Innere des Elektrolyten ausbreiten sieht.

Die Demonstration dieser Erscheinung geschieht am l
von Gasentwickelung durch Projektion eines kleinen planpa
mit verdünnter und mit Schwefelsäure angesäuerter Kupfersu
und in welchen als Elektroden zwei L-förmig gebogene Kupferd
Stromschluß durch einen Akkumulator erkennt man sofort

— mehrere Jahrzehnte nach ihrer Entsteh
Gedanke seine weitreichende Bedeutung
Hittorf ging aus von der Vorstellu
Vorgängen im Innern eines Elektrolyt
gegeben hatte. Von Faraday waren
standteile im Molekül eines Elektrolyte
hatte als erklärungsbedürftig die Tatsac
— wie weit auch die in einen Elektrol
einander entfernt sind — doch gleichz
Zersetzungsprodukte sich zeigen. Es
sein, welches sie liefert. Wenn aber an
Moleküle ihre entgegengesetzten Bestan

Fig. 4




dann in beiden Fällen mit den zurück
Grotthus fand die Antwort, daß sie
nächsten Moleküle zusammentreten und
Elektrolyten hin sich fortsetzt. Seine A
Nach der Vorstellung von Grotthu
Moleküle in eine gerichtete Lage bringe
an den Elektroden vor sich gehen und
Austausch (*b*); endlich hätte wieder
welche die Moleküle der Elektrode mit ih
zudreht (*c*), worauf dann wieder der *b* e
Hittorf nahm diese Anschauung —

Daß in der Tat eine Bewegung der gelösten Stoffe bei S
beiden Elektroden hin stattfindet, läßt sich durch einen einfa
versuch zeigen. In einem U-Rohr mit Ansatz von beistehende
das Ansatzgebiet gefüllt mit einer verdünnten Lösung des tie
lischen Kupfersulfats, welches mit einigen Tropfen des in
Phenolphtaleïns versetzt ist. Diese violett gefärbte Mischlösun
läßt man in die Ansatzkapillare bis etwa 1 cm unter dem Hal
einsteigen. Dann wird das U-Rohr etwa zur Hälfte mit ve
dünnter Ammoniaklösung gefüllt und in diese läßt man dur
Öffnen des Hahnes die violette Lösung langsam einsteigen, b
sie die Biegung des U-Rohres ausfüllt. In die nunmehr darüb
befindliche Lösung in jedem Schenkel tauchen etwa 0,5 cm ti
Platindrähte als Elektroden ein. Bei Stromdurchgang sie
man dann aus der violetten Lösung in die farblose Lösun
an der Kathodenseite die tiefblaue, an der Anodenseite die tie
rote herauswandern.

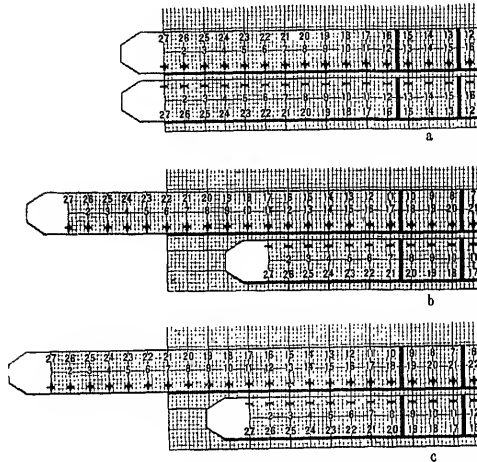
Erfahrungsgemäß macht die Erfassung der Hittor
schen Überlegungen Schwierigkeiten. Hittorf selbst h
die Ionenbewegungen in Zeichnungen dargestellt, die ab
nicht ohne Mühe zu überblicken sind. So kam es, d
eine ganze Reihe von mechanischen Modellen[1]), zum Te
von recht komplizierter Natur, zur Demonstration in d
Vorlesung angegeben wurden. Der Verfasser pflegt sein
Zuhörern die eigene Betätigung (unter Variation der Zahle
verhältnisse) an einem selbst herzustellenden, sehr ei
fachen Schema zu empfehlen.

Aus steifem Koordinatenpapier sind drei Streifen g
schnitten, wie sie die Fig. 473 a zeigt. Der breitere erhä
die quer eingeschnittenen zur Hervorhebung geschwärzt
Bänder, unter welchen die zwei schmaleren Streifen ve
schiebbar sind. Auf diesen sind von 5 zu 5 mm
(Kationen und Anionen) angebracht, welche zur Erleichte
nach beiden Seiten hin numeriert sind, und die in der
und nach jedem Versuch, sich immer untereinander b
Weg von einer Ruhelage zur anderen beträgt also hier
gesetzt wandernde Anion- und Kationpaar in Summa
faches davon. Sobald aber die Summe der entgegenges
wegungen 5 mm beträgt, ist immer, wie der Versuch an

können. Nun sind durch Wanderung $^1/_2$ ·
müssen also vorhanden sein $2 + 5 = 7$ Kat
selben Seite auch fünf fortgewandert, so d
somit ebensoviele wie Kationen, also 5 Mo
trachtung gilt, da Kation und Anion gleich
Anodenseite. Die Fig. 473 b gibt die Verhält
daß die Mittelschicht unverändert geblieben
jeder Gattung hinein- und herausgewandert

Jetzt nehmen wir den Fall, daß die We
in ungleichen Teilstrecken, etwa im Verhältn

Fig. 473 a, b, c



und betrachten wieder den Endzustand, nach
d. i. $10 \times 5$ mm, zurückgelegt sind. Die 10

so, daß $\frac{3}{5} \cdot 10 = 6$ davon vom Kation zurück

des Modells ist um $6 \times 5$ mm nach links z

vom Anion (der untere Streifen ist um $4 \times$
Wieder sind also 10 Kationen und 10 A

dort festgestellt, d. h. es sind von den ursprünglichen 1 handen, wie auch die Fig. 473 c zeigt.

An der Anodenseite (rechts) sind 10 Anionen en ohne Zuwanderung nur noch 12 — 10 = 2 vorhande $\frac{2}{5} \cdot 10 = 4$ hinzugewandert, also 2 + 4 = 6 Anionen v

zeitig sind Kationen von der Anodenseite fortgewandert un

es sind also noch vorhanden 12 — 6 = 6 Kationen. St lichen 12 Mol. sind also an der Anodenseite noch 6 Mol.

Das Gesamtresultat stellt sich also so dar:

| | Kathodenseite | | |
|---|---|---|---|
| Vorher vorhanden . . . | 12 Kationen u. | 12 Anionen | 12 Kat |
| Abgeschieden . . . . . . | — 10 „ | | |
| Hinzugewandert . . . . | + 6 „ | | |
| Fortgewandert . . . . | | — 4 „ | — 6 |
| Nachher vorhanden . . | 8 Kationen | 8 Anionen | 6 Kat |
| Konzentrationsänderung (Verlust) | 12 — 8 = 4 Mol. | | 1 |

Das Schema erlaubt, alle gefundenen Verhältnisse darzu dabei praktisch die abgeschiedene Menge so groß, daß keine auftreten. Bei der Salzsäure (Wanderungsgeschwindigkeit des des Chlors wie 5 : 1) läßt man also 6 Mol. zersetzt werden (obe nach links, unterer Streifen 1 × 5 mm nach rechts) und hat d

| | Kathodenseite | | |
|---|---|---|---|
| Vorher vorhanden . . . | 12 Wasserstoff u. | 12 Chlor | 12 Wa |
| Abgeschieden . . . . . . | — 6 „ | | |
| Hinzugewandert . . . . | + 5 „ | | |
| Fortgewandert . . . . | | — 1 „ | — 5 |

Der Elektrizitätstransport durch ei
zwischen den beiden Ionen nach Maßgabe
Schicken wir durch einen Elektrolyten
jenige Elektrizitätsmenge, welche 1 Gra
$= 36{,}5$ g HCl) zersetzt und ist $n$ der I
Anion durch die Lösung transportiert, s
Rest, d. i. $1 - n$, auf das Kation. Dieses V
Ausgeführten identisch sein muß mit d
geschwindigkeiten (das wir $l_A : l_K$ nennen w
aus dem Verhältnis der Konzentrationsänd

$$\frac{n}{1-n} = \frac{l_A}{l_K} = \frac{\text{Verlust an}}{\text{Verlust an}}$$

Hittorf nennt $n$ und $1 - n$ die Überfül
Kations. Die Werte $n$ und $1 - n$ stell
geschwindigkeiten dar, d. h. die Wanderu
Verhältnis zur Summe der Wanderungsges

Das Prinzip der Hittorfschen App
führungszahlen gibt das oben besprochene
in drei Teile zerlegbar sein, deren mit
verändert zu erweisen ist.

Die Trennung der Apparate in drei Te
ermöglichen. Die Verwendung tierischer Memb
Hittorf selbst später[1]) gezeigt hat, als nic
indem an diesen Membranen selbst Konzent
Schlierenbildung in der Flüssigkeit erkennb

Als möglichst einfaches Beispiel für eine Berechnun
zahlen sei die oben (S. 497) an der Hand des Modells e
der Salzsäure gewählt. Der Versuch ist leicht als Üb
in Fig. 476 abgebildeten Apparat[1]) (Coehn, Ber. d. de
2673, 1902) ausführbar.

Man erkennt, daß ein U-Rohr dadurch in drei Te
auf einer größeren Spiegelglasplatte, welche die Biegun
zwei kleinere mit den eingeschliffenen geraden Rohrteil
Der Apparat wird nach der Zusammensetzung bis auf e

Fig. 474.

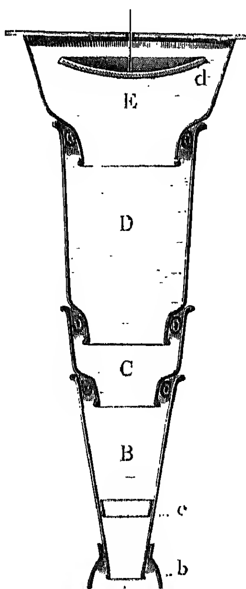



Fig. 475.

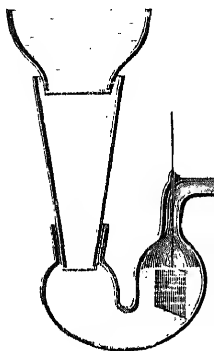


Fig.



Becherglas fließt. Mit einer kleinen Menge
dann nachgespült, was geschehen kann, da für
ist, daß alle veränderte Salzsäure in das kl
belanglos ist, wieviel unveränderte Salzsäure d
dann die während der Elektrolyse zugewandert
In einem Versuch gingen 0,025 Amp. etwa
schieden sich im Voltameter ab 0,1802 g Ag.

$$\frac{Ag}{H} = \frac{107,93}{1,008} = \frac{0,1802}{x}; \quad x =$$

Die Titration der unveränderten Salzsäure
geben, daß in 1 g HCl-Lösung sind:

0,000 103 g H (von

Nach dem Versuch wird die veränderte
änderter HCl herausgespült. Im Becherglas
diese nicht verändert, so müßten sie enthalten

38,38 . 0

Die Titration ergibt aber nur . . . . . .

Also ist der Verlust der Kathodenlösung . . .
Der Verlust durch Ausscheidung betrug . . .

Also sind zugewande

Demnach ist

$$\frac{0,001\,389}{0,001\,683} = 0,825 \text{ die Über}$$

und

$$1 - 0,825 = 0,175 \quad \text{"}$$

Hittorf hat so in seinen Untersuchungen

**§ 150. Leitfähigkeit.** Ersetzt man in einem Str
Stromquelle wie früher zwei Daniellelemente sein mögen,
schen Leiters durch einen Elektrolyten selbst von sehr vie
schnitt, etwa durch verdünnte Schwefelsäure zwischen Plati
kennt man an einem eingeschalteten Galvanometer ein e
der Stromstärke. Daß der Grund dafür nicht allein in e
des Leitungswiderstandes zu suchen ist, sondern auch in
den Elektroden, wird sofort kenntlich, wenn man die
welcher sich der Sauerstoff entwickelt, durch eine Kupfera
wird dann anodisch nicht Sauerstoff entwickelt, sondern
und der Strom steigt an. Gelangt sodann das entstehend
die Kathode, wodurch an die Stelle der Wasserstoffentw
abscheidung tritt, so entsteht ein abermaliger Stromanstie
Kenntnis des Leitungswiderstandes des Elektrolyten zu ge
sich von dem Elektrodenvorgange und der dadurch herbe
sation der Elektroden, welche, wie wir früher (S. 480) sah
wirkt und dadurch den Widerstand scheinbar vergrößert, f
geschieht, indem man die Flüssigkeitssäule von vornherein
schaltet und nur den Abstand der Elektroden ändert.

Die Anzahl Ohm, die an dem gleichzeitig eingescha
aus- oder eingeschaltet werden müssen, um die Verlängerun
der Flüssigkeitssäule zu kompensieren, gibt dann den Widerstand der ein- oder ausgeschalteten Flüssigkeit. Um eine Vorstellung von den Größen zu geben, sei erwähnt, daß die bestleitenden Elektrolyte etwa 10000 mal schlechter leiten als eine Quecksilbersäule von gleichen Dimensionen (vgl. die Tabelle S. 409).

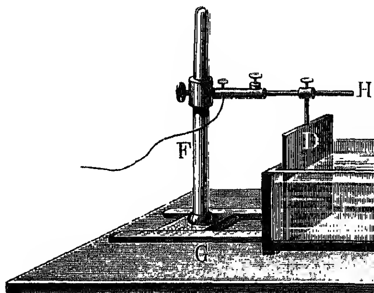
Becquerel führte derartige Messungen in dem Apparate Fig. 477 aus, in welchem die Elektroden *a* und *b* vertikal übereinander stehen und der wohl aus der Figur hinlänglich verständlich ist. Als untere,

durch erreicht, daß er durch die Flüssig
und dabei die Richtung wechselnden Stro
strom wird durch einen (später zu besp
halten. Infolge des fortwährenden Polwec
die darauffolgende entgegengesetzte aufge
stärke ist in diesem Falle nicht mittels
möglich, wohl aber mittels des später z
meters.

Für genauere Messungen verwendet
der Wheatstoneschen Brücke in de
durch F. Kohlrausch gegeben worden
heit des Stromes im Brückenzweig wird
statiert.

Bei der praktischen Ausführung der M
gewöhnliche Brückenschaltung (S. 456) zu v
Meßinstrument miteinander zu vertauschen.
vom Induktorium ausgehende Strom; im ander

Fig. 4




kontakt der sehr kleine Strom zu passieren h
gesuchten Stellung auf Stromlosigkeit im Brück

Dieser **Einheitskörper** wird etwa dargestellt durch I
zentige) Schwefelsäure von Blutwärme[1]).

Die älteren Angaben beziehen sich auf Quecksilber v
Würfel den Widerstand von $^1/_{10\,630}$ Ohm hat. Die darauf bez
($k$) sind also mit 10 630 zu multiplizieren, um die neueren ($\varkappa$)

$$\varkappa = 10\,630\,k.$$

Man würde also $\varkappa$, das Leitvermögen eines Centime
spezifische Leitvermögen der Elektrolyte, sofort erhalten, w
stand $w$ in einem Centimeterwürfelgefäß messen würde, v
überstehende Seiten die platinierten Platinelektroden wären,

Hat man ein anderes zylindrisches Gefäß, etwa ein Glas
anschließend an die Glaswand, zwei kreisförmige Elektrod
fläche in dem Abstande von $l$ cm trägt, so ist das spezi

$$\varkappa = \frac{l}{f} \cdot \frac{1}{w},$$

wobei $w$ wieder der gemessene Widerstand in Ohm ist.
bei der Temperatur von 18° für eine Normal-KCl-Lösun
welche ein Molekulargewicht in Grammen (74,60 g KCl) i

$$\varkappa_{18^0} = 0{,}098\,22,$$

für eine Zehntelnormal-KCl-Lösung (7,460 g KCl) im Lit

$$\varkappa_{18^0} = 0{,}011\,19.$$

Ist man auf diese Weise einmal zur Kenntnis des Le
einer Lösung, z. B. n-KCl, gelangt, so bedarf es zur Leitfä
anderer Lösungen nicht mehr solcher Gefäße, deren For
gestattet. Man bestimmt dann die „Widerstandskapazität
denjenigen Widerstand $C$, welchen der Einheitskörper (vo
1 Ohm Widerstand hat) darin zeigen würde. Dazu be

Keiner Wagung oder ar

3. Gesattigte Chlornatriu
4. Gesattigte Gypslösung

Zur Herstellung von s
genannten, ist reines „Leitf
wird, indem man Wasser durc
flüchtigen Salzen, nach Zusa
nach Zusatz von etwas Sch
reinigt. Geringe Mengen sin

Fig. 479.

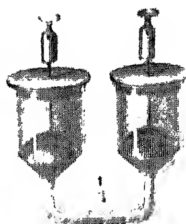
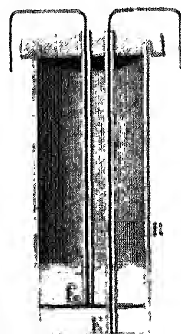


Fig. 482.

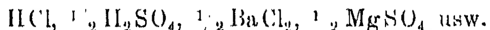



ausfi
welch
der
gena
Wah
zwis
Kap
leite

**§ 151. Äquivalent-Leitvermögen.** Die spezifische Leit
wie die Zahlen für n-KC und 0,1 n-KCl (S. 503) andeuten,
der Lösung. Um verschiedene Elektrolyte miteinander zu v
man chemisch gleichwertige Lösungen, d. h. Lösungen, die ei
von Grammäquivalenten (nicht Molekülen) enthalten. Ein G
ist das Formelgewicht in Grammen, dividiert durch die
chemischer Äquivalente, die zu seiner vollständigen elektrolyt
erforderlich wären, also:

$$39,15 + 35,45 = 74,60\ \mathrm{g\ KCl}$$

und entsprechend



$$\mathrm{HCl},\ ^1/_2\,\mathrm{H_2SO_4},\ ^1/_2\,\mathrm{BaCl_2},\ ^1/_2\,\mathrm{MgSO_4}\ \text{usw.}$$

Man bezeichnet mit $\eta$ die Äquivalentkonzentration ein
die Anzahl Grammäquivalente des gelösten Stoffes im Kub
Lösung. Dividiert man $\varkappa$ durch $\eta$, so erhält man das Le
Grammäquivalentes oder das Äquivalentleitvermögen $\Lambda =$

Das spezifische Leitvermögen steigt im allgemeinen
Konzentration an, und zwar um so weniger, je mehr die Konz
Bei Elektrolyten, die höhere Konzentrationen zulassen, üb
Maximum, was unmittelbar aus der früher erwähnten Tats
wird, daß die reinen Komponenten auch gut leitender
schlechte Leiter sind. Zur Demonstration des Maximums sch
Stromkreis eines Induktoriums ein lautsprechendes Telepho
schrieben werden wird, und reines Wasser zwischen Platinplatt
spricht kaum an, ebensowenig, wenn man an die Stelle d
Essigsäure bringt. Fügt man aber Wasser zur Essigsäure
zum Wasser, so wächst die im Telephongeräusch kenntliche
Lösung.

Die folgende Tabelle gibt die Werte von $\varkappa$ für e
Lösungen nach Kohlrausch.

...itfähigkeit¹) in wässeriger Lösung bei 18°.

| $SrCl_2$ | $BaCl_2$ | $MgCl_2$ | $ZnCl_2$ | $CdCl_2$ | $KBr$ | $KJ$ | $KNO_3$ | $AgNO_3$ | $NaC_2H_3O_2$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| — | [illegible] | [illegible] | — | [illegible] | [illegible] | [illegible] | — | [illegible] | — |
| [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] |
| [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] |
| [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] |
| [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | — | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] |
| [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] |
| [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] |
| [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] | [illegible] |

…fähigkeit[1]) in wässeriger Lösung bei 18°.

| $MgSO_4$ | $ZnSO_4$ | $CuSO_4$ | $NiSO_4$ | $HCl$ | $HNO_3$ | $H_2SO_4$ | $C_2H_4O_2$ | $NaOH$ | $KOH$ | $NH_4OH$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 14,58 | 114,71 | 115,30 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 109,90 | 109,53 | 109,95 | — | — | — | — | 107 | — | — | 66 |
| 108,07 | 107,46 | 107,90 | — | — | — | — | 80 | — | — | 53 |
| 104,21 | 103,16 | 103,56 | — | — | — | 368 | 57 | — | — | 38,0 |
| 99,89 | 98,39 | 98,56 | — | 377 | 375 | 361 | 41 | 208 | 234 | 28,0 |
| 94,14 | 92,05 | 91,94 | — | 376 | 374 | 351 | 30,2 | 206 | 233 | 20,6 |
| 84,53 | 81,76 | 80,98 | — | 373 | 371 | 330 | 20,0 | 203 | 230 | 13,2 |
| 76,21 | 72,76 | 71,74 | — | 370 | 368 | 308 | 14,3 | 200 | 228 | 9,6 |
| 67,68 | 63,73 | 62,40 | — | 367 | 364 | 286 | 10,4 | 197 | 225 | 7,1 |
| 56,92 | 52,68 | 51,16 | — | 360 | 357 | 253 | 6,48 | 190 | 219 | 4,6 |
| 49,65 | 45,34 | 43,85 | — | 351 | 350 | 225 | 4,60 | 183 | 213 | 3,3 |
| 43,19 | 39,08 | 37,66 | — | 342 | 340 | 214 | 3,24 | 178 | 206 | 2,30 |
| 40,4 | 36,8 | 35,5 | — | 336 | 334 | 210 | 2,65 | 176 | 203 | 1,83 |
| 35,4 | 32,3 | 30,8 | 30,6 | 327 | 324 | 205 | 2,01 | 172 | 197 | 1,35 |
| 28,91 | 26,21 | 25,77 | 25,4 | 301 | 310 | 198 | 1,32 | 160 | 184 | 0,89 |
| 21,4 | 20,1 | 20,1 | 19,25 | 254 | 258 | 183 | 0,80 | 131,4 | 160,8 | 0,532 |
| [illegible] | 15,6 | 16,0 | 15,07 | 215 | 220 | 187 | 0,54 | 108,0 | 140,6 | 0,364 |

Äquivalentleitfähigkeiten bei 2

| | 32 |
|---|---|
| KClO | 122,0 |
| KF | 114,7 |
| $KMnO_4$ | 121,7 |
| RbCl | 138,0 |
| $NaHSO_4$ | 311,9 |
| LiCl | 103,8 |
| $TlNO_3$ | 128,7 |
| $PbCl_2$ | 99,8 |
| HBr | 398 |
| HF | 59,5 |
| $H_3PO_4$ | 156 |
| $Ca(OH)_2$ | — |
| $Ba(OH)_2$ | 410 |
| $NiSO_4$ | 66, |
| $CoSO_4$ | 66, |
| $CoCl_2$ | 107, |
| $Al_2(SO_4)_3$ | 51, |
| $Cr_2(SO_4)_3$ | 67, |
| Ameisensäure | 31, |
| Benzoesäure | — |
| Zitronensäure | — |
| Essigsäure | 9, |
| Monochloressigsäure | 77, |
| Dichloressigsäure | 269, |
| Trichloressigsäure | 344, |
| Oxalsäure | 285 |
| Äthylamin | 28, |
| Diäthylamin | 39, |
| Triäthylamin | 29, |
| Essigsaures Natrium | 78, |

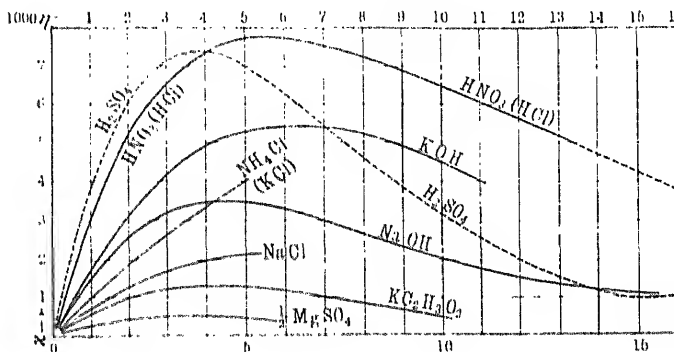
äquivalente im Kubikcentimeter, also 1000 $\eta$ die Grammäqui[v

$v = \frac{1}{1000\,\eta}$ ist die Verdünnung in Litern dividiert du[r

valente; $\Lambda$ ist das Äquivalentleitvermögen.

Man erkennt unmittelbar beim Überblicken der beiden
von unten nach oben, daß die Äquivalentleitfähigkeit der s
„schwachen" Säuren und Basen, wie Essigsäure und Ammon
verdünntesten Lösungen mit der Verdünnung noch erheblich a

Fig. 483.




die gut leitenden Lösungen der Neutralsalze und der „stark
Basen. Hier wird bei ansteigender Verdünnung bald ein W
bei weiterer Verdünnung sich nur noch wenig ändert.

Dem allmählichen Anwachsen der Leitfähigkeit vermoch
keine Interpretation zu geben, welche der experimentellen Pr
gewesen wäre. Wohl aber gelang ihm in der Deutung
Maximalwertes gut leitender Lösungen ein für die Theori
wesentlicher Fortschritt. Findet nämlich jedes Ion bei s

Es folgt:

III. $l_K = (1 - n) \Lambda$; $l_A = n \Lambda$ (

So fand sich z. B. für KCl (S. 506) der
polation auf unendlich verdünnte Lösungen (
äquivalent KCl in einer unendlich großen W
$\Lambda_\infty = 129,9$. Hittorfs Überführungsversuch

$n = 0,503$ und $1 - n =$

Daraus folgt:

$l_K = 0,497 . 130,10 = 64,7$ und $l_A =$

Die Gleichung II spricht das Gesetz von d
der Ionen aus. Denn sind einmal auf dem a
werte $l_K$ und $l_A$ für verschiedene Ionen festges
Addition irgend zweier Werte $l_K$ und $l_A$ sich di
Lösung vorhersagen lassen, welche den aus den b
Elektrolyten in weitgehender Verdünnung enth
Verhalten einer Eigenschaft in einem Schema v
welches zeigt, daß die Differenzen der verschie
sind und ebenso der Vertikalreihen:

| | Tl | K | Na |
|---|---|---|---|
| $JO_3$ . . . . | — | 98,49 | 77,42 |
| Cl. . . . . | 131,47 | 130,10 | 108,99 |
| $NO_3$ . . . | 127,75 | 126,50 | 105,33 |
| F . . . . . | 112,5 | 111,35 | 90,15 |
| Differenz | 1,2 bis 1,37 | 21,07 bis 21,21 | 10 |

Man sieht aus der Tabelle, mit welcher
gefundenen Werte sich der Forderung der Ad
vier aufgeführten Kaliumverbindungen $KJO_3$,

Die Tabelle der von Kohlrausch gefundenen Werte uns in den Stand, für alle Neutralsalze und für die gut Säuren und Basen die Äquivalentleitfähigkeit $\Lambda_\infty$ durch treffenden $l_K$ und $l_A$ unmittelbar anzugeben.

**§ 152. Die absoluten Wanderungsgeschwindigk** gebrauchten Werte für die Wanderungsgeschwindigkeiten $l$ der Anschaulichkeit. Sie sind ausgedrückt in „Leitfä d. h. — da die Einheit der Leitfähigkeit ein Körper wa Würfel den Widerstand 1 Ohm hatte — in „reziproken O

Um ein anschauliches Bild dieser Geschwindigkeiten zu wir sie in dem üblichen Geschwindigkeitsmaß aus und fra meter in der Sekunde Kation und Anion unter dem Antrieb einer bestimmten Kraft, als die wir die Potentialdifferenz von 1 Volt pro Centimeter festsetzen wollen, zurücklegen.

Eine normale, d. h. ein Grammäquivalent im Liter haltende Salzsäurelösung von 18° bilde eine Flüssigkeitssäule von 1 qcm Querschnitt, wie die Fig. 484 andeutet. Durch zwei Flächen $A$ und $B$ im Abstande von 1 cm denken wir uns einen Kub herausgeschnitten. Da im Liter 1 g-Äquivalent $HCl$ sich Kubikcentimeter 0,001 g Äquivalent vorhanden. Wir ne dieser Verdünnung den Wert $\Lambda_\infty$ als die Leitfähigkeit eines bereits erreicht ist. Die Leitfähigkeit des Kubikcentimeter

$$0{,}001\,\Lambda_\infty = 0{,}001\,(l_H + l_{Cl}) = 0{,}001\,(318 +$$
$$= 0{,}318 + 0{,}0654 = 0{,}3834,$$

d. h. der Widerstand des Kubikcentimeterwürfels wäre 0,

In dieser Zeit werden alle Wasserst
$A$ waren, in die Ebene $B$ gelangt sein,
von 1 Volt pro Centimeter 303,58 Sek
schieben. Ihr Weg in der Sekunde ode

$$U = \frac{1}{303.58} = ($$

Allgemein ist also die Wanderung
Sekunde in einem Felde von 1 Volt/cm
keit in reziproken Ohm, dividiert durc

$$U = \frac{l_H}{96\,540} = \frac{318}{96\,540}$$

für Chlor also:

$$V = \frac{l_{Cl}}{96\,540} = \frac{65.}{96\,5}$$

Es mögen die Werte für einige Ka

| | | |
|---|---|---|
| $U_K$ . . . . | = 0,000 669 | cm/sec |
| $U_{Na}$ . . . . | = 0,000 450 | „ |
| $U_{Li}$ . . . . | = 0,000 346 | „ |
| $U_H$ . . . . | = 0,003 294 | „ |

Die absolute Wanderungsgeschwin
einfacher Weise nach Nernst[1]) bei farbi
Vorlesungsversuche messen. Man bedie
gebildeten Apparates. Man gießt in d
Kaliumpermanganat (welche durch Zus
und läßt diese Lösung bis zur Annäheru
aufsteigen. Sodann füllt man bei geschl
ein Drittel der Höhe eine 0,003 n.-Lö
Entweichen sich entwickelnder Gase nu

um 0,8 cm gewandert. Bei einem Potentialgefälle von
wäre also das $MnO_4$-Ion bei Zimmertemperatur gewander

$$\frac{0,8}{300 \cdot 4,2} = 0,00063 \text{ cm.}$$

Abegg und Steele[1]) haben gezeigt, daß die Meth
Ionen zu beschränken ist. Auch bei ungefärbten Io
und ihre Verschiebung durch die verschiedene Lichtbre
bar gemacht werden.

**§ 153. Dissoziationstheorie.** Hittorf hatte auf
schen Theorie (S. 494, Fig. 471) die Anschauung ausgebil
Stromdurchgang die Strecke aus einem Molekularver
mit verschiedener Geschwindigkeit zurücklegen.

Kohlrauschs Gesetz von der unabhängigen W
spricht aus, daß in sehr verdünnten Lösungen die Be
eine ihm eigentümliche Größe ist, unabhängig von de
„verbundenen" anderen Ions.

Die Folgerung, welche sich hier mit Notwendig
scheint, war eine der herrschenden chemischen Auffa
sie nicht gezogen wurde, trotzdem ihre Notwendigkeit v
von anderem Gesichtspunkte aus erwiesen war. Bestän
wirkung im Innern einer Lösung darin, daß die mit end
gehaltenen Teile des Elektrolyten, z. B. KCl, auseinand
bedürfte es zum Stromdurchgang einer bestimmten, di
schaft überwindenden elektromotorischen Kraft. Da
sehen werden, für die Ausscheidung der Bestandteil
den Elektroden auch der Fall. Umgehen wir aber die
des Elektrolyten an den Elektroden, indem wir sogen
Elektroden verwenden, z. B. Kupfer in Kupfersulfat, Z
wobei nach außen alles unverändert bleibt —, so ge

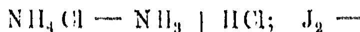
Im dritten Bande dieses Werkes ist g
Dampfdruckerniedrigung einer Lösung d
Das Entsprechende fand sich für die Sied
die Gefrierpunktserniedrigung (ebenda S.
Größen gegenüber derjenigen des reinen Lö
gelöste Stoffe die gleiche, wenn deren Me
gewichte standen. Diese einfache Gesetz
untersuchten Größen hatte sich aber erst
nächstliegenden Beispiele zu wählen, näm
anorganischen Salze in Wasser. Diese h
den jener einfachen Gesetzmäßigkeit ents
abweichen, daß eine größere Anzahl von M
als aus der gelösten Menge zu berechnen
begnügen, für jeden solchen Stoff denjenig
der geforderte Wert für die Dampfdrucke
und Gefrierpunktserniedrigung zu multip
Werte zu geben.

Zu dieser Gruppe von Erscheinung
mäßigkeit und Ausnahmen ganz den bei je
der osmotische Druck — dessen Zustandel
(Band III, S. 326) beschrieben wurden
Stoffe den gleichen Wert, wenn auf gleic
gleiche Anzahl gelöster Grammoleküle k
nicht salzartige, zumeist organische Stoffe
Lösung waren. Für Stoffe dagegen wie
gemessene Wert den aus dem Molekularg
für jedes Salz den Faktor *i* ermittelte, m
multiplizieren war, um den gefundenen zu
dem aus dem Dampfdruck, Siedepunkt un

In seiner Theorie der Lösungen faßte
Gesetzmäßigkeiten unter einheitlichem Ge

oder indirekt an der Dampfdruckerniedrigung, S
Gefrierpunktserniedrigung — gab die Theorie
Arrhenius[1]) erkannte das Gemeinsame der nicht „
Stoffe darin, daß sie in Lösung den elektrischen Str
keit dazu in engem Zusammenhange stehen muß
zur Abweichung von den Normalwerten des osmotisc
ging schon daraus hervor, daß, wie die Leitfähig
weichungen um so mehr anstiegen, in je mehr Wass
Salzes gelöst war.

van't Hoff hatte die Gültigkeit der Avo
gelöste Stoffe erwiesen. Abweichungen der Gase v
der Dampfdichtebestimmung in der Richtung, daß d
eine kleinere, als die aus der eingewogenen Menge
führten (wie z. B. beim Benzoldampf oder Essigsäur
Assoziation, die Bildung von Doppelmolekülen (C
zurückgeführt werden. Die Ergebnisse in umgekeh
Chlorammonium oder beim Jod, führten entsprech
Dissoziation



$NH_4Cl — NH_3 + HCl; \quad J_2 —$

Es schien nur eines konsequenten Weiterschre
van't Hoff zu bedürfen, um bei Lösungen zu de
kommen. Derjenigen einer Assoziation — für die
forderten — stand keinerlei Schwierigkeit im Wege,
Standpunkte der Chemie undenkbar, in Lösung ei
molekülen in ihre Komponenten, etwa von Chlor
Chlor, anzunehmen. War doch die heftige Einw
molekularen Natriums auf Wasser bekannt; um w
sie den Natriumatomen in Lösung zuschreiben zu
die Fähigkeit solcher Lösungen, den elektrischen St
daß man es hier nicht mit chemischen Atomen —

fähigkeit $l$ dissoziiert ist

$\frac{l}{l_\infty} = \alpha$. $\alpha$ ist der Dissoz

Arrhenius zeigte, daß m
Druck direkt oder indirekt zu
ist, um den Dissoziationsgrad
nämlich allen aus dem gelös
wie jedem Molekül, so auch g
den osmotischen Druck zu, so
osmotischen Druckes über den
Bruchteil nicht „normaler" Mo
lassen.

Führen wir die Berechnun
direkten Methode zur Messung
des Gefrierpunktes. Es soll d
werden, in welcher eine bekan
des Gefrierpunktes der Lösung
Wassers um $t^0$. Wäre keine D
Liter der Lösung befindlichen
Gefrierpunkt angeben lassen.
ziierter Substanzen (Bd. III, S
Wasser den Gefrierpunkt um 1
punkterniedrigung für unsere
beiden Werte können wir de
Durch die Dissoziation hat
erniedrigenden Einzelindividuen

$\alpha = \frac{4}{5}$, so wären von 100 ge

der Rest $\left(1 - \frac{4}{5}\right) 100 = 20$

einstimmung. Von dem Grade dieser Übereinstimmung
Zusammenstellung nach van't Hoff und Reicher[1]) ei
sind darin die Werte von $i = 1 + (n - 1)\alpha$ verzeichn
Faktor, welcher angibt, in welchem Verhältnis die Mol
Dissoziation vergrößert ist. $i_1$ fand de Vries[2]) aus M
tischen Druckes (er verwendete die plasmolytische Methoc
einer halbdurchlässigen Membran umgebene Pflanzenzelle
schiedener Konzentration gebracht und diejenigen aufg
welchen die Zelle sich weder ausdehnte noch zusamm
Wasser weder zum Ein- noch zum Heraustreten brach
osmotischen Druck, wie der Zellinhalt hatten). Indem
Zuckerlösung mit einer Chlorkaliumlösung von gleichem
aber verschiedenem Molekulargehalt verglich, ergab sich da
$i_2$ ist der aus der Gefrierpunktserniedrigung von Arrhe
der Leitfähigkeit von van't Hoff und Reicher ermittelt

| Salz | Konzentration in Gramm-äquivalenten | $i_1$ osm. Druck | Gefri |
|---|---|---|---|
| KCl . . . . . . . . . . | 0,14 | 1,81 | . |
| $Ca(NO_3)_2$ . . . . . . . . | 0,18 | 2,48 | 2 |
| $MgSO_4$ . . . . . . . . . | 0,38 | 1,25 | 1 |
| LiCl . . . . . . . . . . | 0,13 | 1,92 | 1 |
| $SrCl_2$ . . . . . . . . . | 0,18 | 2,69 | 2 |

Mit der Verfeinerung der Methoden gestaltete sich d
noch vollkommener. So fand Loomis für KCl:

| Molekular-gehalt | $i$ aus dem Gefrierpunkte | $i$ aus d Leitfähig |
|---|---|---|

Kations $l_k$ bekannt ist, z. B. N… dann für das Essigsäure-Ion $l_a$ … Säuren das $l_k$ für das Wasser… nicht zu ermittelnde $l_…$ für … der Leitfähigkeit $A$ der Lösung…

Konzentration zukommenden …

**§ 154. Folgerungen** … reichend verdünnten Lösungen … sehen sind, so ist anzunehmen … worden ist — die Wanderung… der Natur des entgegengesetz… sondern daß auch eine Reihe…

Fig. 485

Li
Cd
Am
Zn
K
Ni
Mg
Cu
H

einer Reihe von übermangansauren Salzen von gleiche untereinander photographierte und damit das Zusamme tionsstreifen erwies.

Daß die Dichte verdünnter Salzlösungen sich berech Summe zweier Werte, deren einer dem Kation des gelöst anderer dem Anion eigentümlich ist, geht aus einer vo früher erkannten Gesetzmäßigkeit hervor. Er ging von ei ammoniumlösung (Dichte = 1,0157) aus und ermittelte eine Anzahl von Kationen und Anoden die „Moduln". bezeichnete er diejenigen Werte, um welche die Dichte ammoniumlösung sich vergrößert, wenn man $NH_4$ durch da oder Cl durch ein Anion ersetzt. Diese Moduln, multipl

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| $NH_4$ . . . . . . . | 0 | $^1/_2$ Mg . . . . . | 356 | Cl |
| K . . . . . . . . | 289 | $^1/_2$ Mn . . . . . | 410 | Br |
| Na . . . . . . . | 238 | $^1/_2$ Zn . . . . . | 606 | J |
| Li . . . . . . . | 78 | $^1/_2$ Cd . . . . . | 606 | $NO_3$ |
| $^1/_2$ Ba . . . . . . | 735 | $^1/_2$ Pb . . . . . | 1087 | $^1/_2$ S |
| $^1/_2$ Sr . . . . . . | 500 | $^1/_2$ Cu . . . . . | 434 | $C_2H$ |
| $^1/_2$ Ca . . . . . . | 280 | Ag . . . . . . . | 1061 | |

So ergibt sich z. B. für eine normale Lösung von K

$$1{,}0157 + 0{,}0001\,(434 + 206) = 1{,}07$$

Für $\mu$-fach normale Lösungen ist, wie Bender[2]) zeigte, $\mu$-fach normalen $NH_4Cl$ als Ausgang zu wählen und obiger Tabelle zu entnehmenden Moduln noch mit $\mu$ zu

$$d = D_\mu + \mu\,(M_K + M_A).$$

Ist die Dichte einer 3 n-$NH_4Cl$-Lösung 1,0451, so berec einer 3 n-$CaBr_2$-Lösung zu

$$1{,}0451 + 0{,}0003\,(280 + 373) = \ ,241$$

Auch das Verhalten phy
Ionen erweist sich in verhält
tration dieser Ionen, nicht abe
Ions abhängig. So sind äquiv
von Morphin von gleichen W
Salzen des Chinins. Sehr de
von Paul und Krönig[1] über
In der Reihenfolge Chlorid,
Dissoziation der Quecksilbersal
wurde ihre Fähigkeit, Malabra
nicht (wie man früher annahm
silber, sondern nur das als Io
sten durch die Tatsache illu
$K_2HgCy_4$, welches das Queck
teil des negativen komplexen
Minimum herabgesetzt erschein

§ 155. Katalytische W
katalytischer Wirkung die
Prozesses durch die Anwesen
den typischen Fällen nach A
sich unverändert vorfindet
auch während der Reaktion
ob ein Durchgang durch unb
Als klassisches Beispiel für d
zuckers in wässeriger Lösung
zeichnen. Der Fortschritt de
Bd. II) durch Änderung der Dr
findet, daß die Reaktionsgesch
vorhandenen Wasserstoffionen.
lich auf eine Wirkung dieser
Anschauungen der Dissoziatio

bringen zweier verdünnter Salzlösungen, etwa von K Cl
Wärmeeffekt auftritt. Es trifft ebenso zu, wenn mar
wie $HCl$ und $HNO_3$ oder verdünnte Basen wie $KOH$ und
bringt. Ein ganz anderes Verhalten, nämlich eine starke
zeigt sich, wenn die verdünnte Säure mit einer Base, et
vermischt wird. Man kann die auftretende Wärmetönung
Genauigkeit in einem von Nernst angegebenen sehr ei
(Fig. 486) messen. Innerhalb eines weiten Becherglas
schneiden, die mit Siegellack festgekittet sind, ein zweites engeres, oben abgesprengtes Becherglas. Durch einen Holzdeckel, der auf dem äußeren Becherglase aufliegt, gehen ein Beckmannsches Thermometer (Bd. III, S. 35) und ein aus Messing gefertigter Rührer, an dessen oberem Ende ein aus schlechtleitendem Material (Hartgummi, Holz) gefertigter kleiner Griff sich befindet. Man wägt in einer Pipette, die durch Eindrücken eines am Ende zur Kugel gestalteten Glasstabes in ein angesetztes Stück Gummischlauch verschließbar ist, eine bestimmte Menge 2 n-$HCl$ ab und bringt diese in die Kalorimeterflüssigkeit, eine gewogene Wassermenge, welche $NaOH$ in etwas größerer als zur Neutralisation der angewendeten $HCl$ ausreichender Menge enthält. Aus der Temperaturerhöhung der Kalorimeterflüssigkeit ergibt sich dann die Wärmetönung der Reaktion $HCl + NaOH = NaCl + H_2O$ zu 13700 Kalorien. Ebendieselbe Zahl findet man, wenn man statt der Salzsäure eine andere starke (gutleitende) Säure und statt der Natronlauge eine andere der-

Anion der Säure und dem Kation der
als von der Dissoziationstheorie gefo
Forderung nur erfüllt sein kann bei s
dissoziierte Essigsäure z. B. muß bei
erst in die Ionen aufgespalten werde
diesem Vorgange entspricht, muß d
ändert erscheinen. Je nachdem die
kleiner ist als 13700 Kalorien, wird
Säure oder Base als unter Wärmeent
laufend zu erkennen geben. So findet
mit der wenig dissoziierten Essigsäur
schwachen Flußsäure 16270 Kalorien
säure ist also positiv 13700 − 13 40
negativ 13700 − 16270 = − 2570 I

**§ 157. Gleichgewicht in Salz**
gesetz. Wir haben gesehen, daß der
zerfallene Bruchteil der überhaupt vorh
der Gefrierpunktserniedrigung und den
wie aus der Leitfähigkeit sich ergibt.
Lösung ist nach den Anschauungen der
sondern er erhält sich im Schwanken
wert: das sich einstellende Gleichgewi
kein statisches, sondern ein kinetische
Molekülen $KA$ und Wiedervereinigung
Wenn wir diese Teilvorgänge in der V
Wiedervereinigung um so häufiger in
ein Kation mit einem Anion zusammen
keit $v_1$ dieses Teilvorganges, der Wie
zentration von Anion $c_A$ und Kation
beider Konzentrationen setzen:

Dies ist der Ausdruck für das Gesetz der che wirkung, das für Nichtelektrolyte, angewandt also neutralen Molekülarten von Williamson, Guldb Pfaundler u. a. erwiesen worden ist. Auf die elektr hat es Ostwald[1]) angewendet. Er zeigte an einer gr scher Säuren, daß ihr durch Messung der Leitfähigke ziationsgrad für verschiedene Verdünnungen sich mit d dieser speziellen Form als Verdünnungsgesetz der F nete, in Übereinstimmung fand. Da bei der Auflösung e lyten die Zahl der positiven und negativen Ionen gleich sich (wenn $c_I$ die Konzentration des einen Ions und $c_M$ deutet) zu

$$\frac{c_I^2}{c_M} = K.$$

Wenn bei der Gesamtkonzentration $c$ des gelösten tionsgrad $\alpha$ ist, so ist die Konzentration jedes der Ion Konzentration der nicht dissoziierten Moleküle $c_M =$ (1

$$K = \frac{\alpha^2 c}{1-\alpha}.$$

Um den Sinn der Dissoziationskonstante $K$ anschaulic man $c = K$, die Konzentration gleich dem Werte der Dis dann wird $\alpha^2 = 1 - \alpha$ und $\alpha = 0{,}618$, d. h. die Diss diejenige Konzentration, bei welcher der Dissoziation

Oder man setze $\alpha = \frac{1}{2}$, dann wird $K = \frac{1}{2} c$, d. h. die I ist die Hälfte derjenigen Konzentration, bei welcher der dissoziiert ist.

Man erhält also die Dissoziationskonstante $K$, inde

| $v = \frac{1}{\eta}$ | 100 $\alpha$ a fähig |
|---|---|
| 0,994 | 0, |
| 2,02 | 0, |
| 15,9 | 1, |
| 18,1 | 1, |
| 1 500 | 14, |
| 3 010 | 20, |
| 7 480 | 30, |
| 15 000 | 40, |

Eine ebenso gute Übereinstimm
Säuren und Basen. Ihnen allen gem
ziiert sind, daß also wie bei Essigsäur
$\Lambda_\infty$ experimentell nicht erreichbar ist.

Bemerkt sei, daß für den Fall sel
daß in der Formel $K = \frac{\alpha^2 c^2}{(1-\alpha)c}$ der W
hältnisse leicht zu überblicken sind un
Vereinfachung, daß dann die Konzentra
aus der Gesamtkonzentration: $\alpha c$ prop.

Für stark dissoziierte Elek
Formel, so für alle Neutralsalze u
Versucht man z. B. für Chlorkalium
tionen gemessenen Dissoziationsgrade
ergibt sich:

| Molekulargehalt | |
|---|---|
| 0,000 1 | 0, |
| 0,001 | 0, |
| 0,01 | 0, |

bildung mitwirkt, die alle dazu führen würden, daß die methoden nicht den wahren Dissoziationsgrad ergeben, w keit, von der man das aus später zu erörterndem Grunde muß, noch auch die osmotischen Methoden. Jedenfalls wa keit hier hervorzuheben, da sie ein vielbearbeitetes Problem Erledigung eine wesentliche Erweiterung unserer Kenntni gelöster Stoffe erwartet werden darf.

Die Dissoziationskonstante ist eine charakteristisc Elektrolyte und hängt eng mit deren chemischer Natur zu an organischen Säuren und Basen für die Änderung konstanten mit dem substituierenden Eintritt verschiedene kale in den Molekularkomplex eine Reihe von Gesetzmäß deren Erörterung aber zu weit in chemisches Gebiet führe

**§ 158. Folgerungen aus dem Verdünnungsges** bisher nur den Fall betrachtet, daß die Ionen in der Lös rühren von dem Zerfall des aufgelösten Elektrolyten. F dem Massenwirkungsgesetz gehorchenden Elektrolyten, $CH_3COOH$, irgend einen anderen Elektrolyten, z. B. Chlo bleibt die Dissoziation der Essigsäure unbeeinflußt; das der Gleichung der Dissoziationskonstanten nicht mehr d der zugefügte Elektrolyt ein Ion mit dem in Lösung befin hat. Fügen wir zu der verdünnten Essigsäure z. B. Sa wenn die Dissoziation sich nicht änderte, die Gleichung

$$\frac{[CH_3COO] \cdot [H]}{[CH_3COOH]} = K$$

nicht mehr erfüllt sein[24]. Denn durch Vermehrung de wäre der Zähler des Bruches zu groß geworden. Die Konst aber, daß der Wert unter allen Umständen erhalten bleib mit dem Wachsen des Zählers auch der Nenner wachsen, Rückgang der Dissoziation eine Vermehrung der neutralen eintreten. Dasselbe wäre der Fall, wenn statt durch Zufüg die Konzentration des positiven Ions vergrößert, durch Zu Lösung dissoziierten essigsauren Salzes, z. B. $CH_3COONa$,

Zusatz (z. B. von HCl zu $CH_3COOH$) die
$c_0$ vermehrt, so geht die Dissoziation zurück
$c_M$ vergrößert auf $c_M'$. Es ist dann:

$$\frac{c_I'(c_I' + c_0)}{c_M'}$$

und die unverändert gebliebene Gesamt
Elektrolyten (in unserem Beispiel der Essi

Von den zahlreichen chemischen An
hingewiesen, die auch von physikalischen
Indikatoren in der bisher gebrauchten Form

Die in der chemischen Maßanalyse be
Säuren oder Basen, deren Radikal als I
nichtdissoziierten Molekül. So ist Phenolp
Molekül farblos ist. Durch Zusatz von
das wie die meisten Neutralsalze stark d
phtaleïns: man erkennt die tiefrote Fa
man wieder Säure hinzu, so bleibt die rot
freien OH-Ionen in der Lösung die Ne
gegangen sind. Ein minimaler darüber h
stoffionen (Säure) drängt die Dissoziation
zurück und es zeigt sich statt des rote
übersieht leicht, daß es von der Schwäche
wird, wie empfindlich sie als Indikator
Wasserstoffionen zum Zurückdrängen der

**§ 159. Löslichkeitserniedrigung.**
tionsgleichung nur auf homogene elektro
Nernst[2]) zeigte ihre Übertragbarkeit auf
gewichte, in welchen die Lösung angre
gesättigt ist. Der als fester „Bodenkör
stimmter Temperatur eine bestimmte Lös
gleichzeitigen Anwesenheit anderer gelös
der undissoziierten Moleküle muß bei
verändert bleiben auch bei Zusatz irgend

Qualitativ sind diese Verhältnisse gut demonstrierbar a
Lösung von Kaliumchlorat $KClO_3$. Fügt man zu dieser
Chlorsäureionen in Form irgend eines ihrer Salze, so t
Dissoziation des $KClO_3$ und damit Auskristallisation a
Lösung ein. Das geschieht ebenso bei Zusatz einer Lösun
wie bei Zusatz von Natriumchlorat. Dagegen bleibt die
Chlornatrium, da hier kein Ion gemeinsam ist, unbeeinflußt

Quantitativ ergibt sich die Löslichkeitsbeeinflussung
folgender Weise. Es sei

$m_0$ die Löslichkeit des festen Elektrolyten in reinem

$\alpha_0$ der dieser Konzentration (in Grammäquivalent pro I
Dissoziationsgrad; daher also

$m_0(1-\alpha)$ die Konzentration der nicht dissoziierten

$m_0\alpha_0$ die Konzentration des dissoziierten Anteils.

Wird nun ein zweiter Elektrolyt zugesetzt, dessen Ionen
besitzen, so ist

$m$ die dadurch verringerte Löslichkeit,

$\alpha$ der dann vorhandene Dissoziationsgrad.

Es muß aber konstant geblieben sein die Löslichkeit de
Anteils, also

$$m_0(1-\alpha_0) = m(1-\alpha).$$

Ebenso muß erhalten geblieben sein die Dissoziationskonst

$$K = \frac{(m_0\alpha_0)^2}{m_0(1-\alpha_0)} = \frac{m\alpha(m\alpha+x)}{m(1-\alpha)}.$$

Und da die vorige Gleichung besteht, ist $(m_0\alpha_0)^2 = m\alpha(m$

$$m = -\frac{x}{2\alpha} + \sqrt{m_0^2\left(\frac{\alpha_0}{\alpha}\right)^2 + \frac{x^2}{4\alpha^2}}.$$

Man kann also die Löslichkeit $m$ eines Elektrolyten nach
zweiten Elektrolyten mit gleichem Ion berechnen aus der

tionen in Betracht kommenden Ku
beträgt 1,16 . 10 ⁻⁶; also für AgCl
leitfähigkeit $\Lambda$, für AgCl ist eben
nicht meßbar, wohl aber ist aus der 
zu berechnen, wie groß sie sein wü
fähigkeit 1 ccm der Lösung zeigen 
AgCl (d. i. 107,92 + 35,45 = 143
handen wäre. Wir entnehmen der
Das Verhältnis dieser Leitfähigkeit
gefundenen gibt das Verhältnis der

$$\frac{119,4}{1,24 \cdot 10^{-6}}$$

Es sind also im Liter 1,04 . 10 ⁻⁵
Äquivalentgewicht des AgCl ist, 
1,49 mg im Liter.

## § 161. Dissoziation des Wa

Kenntnis der Konzentration von Silb
führt dazu, die Konzentration der
durch die dissoziierende Kraft des

ergeben, welche also aus dem Zerf
Zerfall ist so gering, daß die au
leitfähigkeit des Wassers im allgeme
und Heydweiller[1]) gelang es, dur
des Wassers so weit zu treiben, daß 
betrug, d. h. der Widerstand eine
Wäre von diesem Wasser zwische
1 ccm, sondern ein Liter vorhan
den tausendsten Teil, d. h. die Lei

nicht merklich geändert wird, können wir die Konzentratio
setzen und erhalten als Dissoziationskonstante des Wassers bei

$$K_w = [\overset{+}{H}] \cdot [\overset{-}{OH}] = 10^{-14}.$$

**§ 162. Einfluß der Temperatur.** Die Leitfähigkeit d
nimmt im allgemeinen mit der Temperatur zu und zwar fü
dünnter Lösung pro Grad um 2 bis 2,5 Proz., für Basen um
für Säuren um etwa 1,5 Proz.

Es ist aber nicht angängig, dieses Verhalten eines Stoffes
für elektrolytische Leitung anzunehmen. Auf Grund der Disso
ist von Arrhenius die Möglichkeit elektrolytischer Leiter
gesetztem Verhalten vorausgesagt und sodann durch die Tatsa
worden. Es sind nämlich bei der Temperatursteigerung vor
zwei verschiedene Einflüsse auf die Leitfähigkeit als wirksam
Einmal kann der Reibungswiderstand, welchen die vorhande
Lösungsmittel finden, d. h. also die Beweglichkeit der Ionen si
dann aber auch die Zahl der Ionen durch Zu- oder Abnahme d
mit der Temperatur. Die Änderung der Beweglichkeit allein
treten, wenn man sie nicht aus der Leitfähigkeit erschließt,
einer der früher (S. 512) angegebenen Methoden direkt die ab
rungsgeschwindigkeit mißt — vorausgesetzt, daß dabei genüg
keit erreichbar wäre. Aus dem Temperaturkoeffizienten der
ergibt sich derjenige der Beweglichkeit allein, wenn man
Lösungen benutzt, daß $\Lambda_\infty$ annähernd erreicht ist, so daß
Änderung der Dissoziation ohne Einfluß ist.

Nach Kohlrausch läßt sich $\Lambda_\infty$ für verschiedene Tem
dem für 18° gemessenen $\Lambda_\infty$ darstellen durch den Ausdruck:

$$\Lambda_t = \Lambda_{18}[1 + \alpha(t-18) + \beta(t-18)^2].$$

Die Werte der Konstanten $\alpha$ und $\beta$ hat Kohlrausch für ei

an $\Lambda_\infty$ seinen Einfluß auf die Leit
Standpunkte der Thermodynamik
die Dissoziation mit steigender Te
ziation selbst unter Wärmeverbrau
Zusammentritt chemischer Eleme
entwickelung und auch unter W
exotherme und endotherme V
sammentritt der Ionen zum Mol
gekehrtem Vorzeichen der Wärmet
bindung sich unter Wärmeverbrau
von Le Chatelier allgemein bewi
eines Gleichgewichts eine solche Är
der Störung entgegengewirkt wird
erhöhung, die Bildung befördern, d
wirken, wenn die Verbindung sich

Die Dissoziation und mit ih

muß also mit steigender Temperat
negativ ist, d. h. wenn die Disso
muß mit steigender Temperatur s
entwickelt wird. van 't Hoff ha
Beziehung quantitativ beherrschen

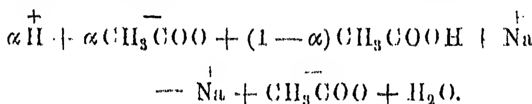
$$\frac{d\,ln}{d}$$

Darin bedeutet $q$ die Dissozia

schem Maße (= 1,99 Kalorien),

Zunahme des natürlichen Logarit
durch die zugehörige Temperaturst

entspricht der — je nach dem Sinne der Abweichung po
tiven — Wärmetönung bei dem Zerfall des Essigsäuremol
Für die Berechnung ist noch der geringe Dissoziationsgra
zu berücksichtigen, womit die vollständige Gleichung für d



$$\alpha \overset{+}{H} + \alpha CH_3\overset{-}{COO} + (1-\alpha) CH_3COOH + \overset{+}{Na}$$
$$= \overset{+}{Na} + CH_3\overset{-}{COO} + H_2O.$$

Die Differenz der Wärmetönung dieses Vorganges gegen
die Wärmetönung für die Aufspaltung von $1-\alpha$ Gramm
in die Ionen, woraus sich diejenige für ein Grammolekül e

Andererseits ermittelt man durch Messung der Lei
rücksichtigung des Temperaturkoeffizienten der Beweglic
ziationskonstante für zwei verschiedene Temperaturen
obiger Gleichung daraus die Dissoziationswärme $q$. Di
durchgeführten Messungen ergaben vollständige Übere
Wertes mit dem aus der Neutralisationswärme erhaltenen
Interesse ist, daß **Arrhenius** hier eine nach den bis da
sachen über die elektrolytische Leitfähigkeit völlig unerw
vorhersagen konnte: In Fällen positiver Dissoziations
Dissoziation mit steigender Temperatur ab. Der Einfluß d
die Leitfähigkeit kann bei besonders großer Dissoziationswä
der Leitfähigkeit durch erhöhte Beweglichkeit (Abnahme
Ionen überwiegen, so daß der Temperaturkoeffizient der L
Elektrolyte negativ würde. Besonders groß ist die Diss
Phosphorsäure (bei 35° 2458 cal, bei 21,5° 2103 cal
phosphorigen Säure (bei 35° 4301 cal, bei 21,5° 3745
fand **Arrhenius**, daß die Leitfähigkeit normaler Lösunge
halb 74°, der letzteren oberhalb 54° mit steigender Temp

**§ 163. Hydrolyse.** Der
des Wassers macht sich geltend
keit des Wassers, sondern übera
lyte sich das Wasser unter Auf
Zerlegung der Neutralsalze durc

Lösen wir Chlornatrium
Dissoziationszustand des Wass
Beteiligung von Wasserstoff- u
und NaOH, wären selbst in ih
Natriumacetat, so würde wieder
das aber dissoziiert bleibt, das
nur gering dissoziiert ist (S. 5
Geschieht dies aber, dann sind
Lösung, ebensoviel $\overset{+}{H}$ wie $\overset{-}{OH}$-I
handen, sondern, da das $CH_3$
nicht gebunden hat, überwie
Überwiegen von Hydroxylionen
lösung reagiert alkalisch.

Hier ist die Säure schwach
mit starker Säure und schwach

Was die Stärke des hydro
daß sie berechenbar ist aus der
in Betracht kommenden Stoffe.
Natriumacetat die Konstante de

$$CH_3COONa +$$

ist gegeben durch den die vier I

$$K =$$

welche durch OH-Ionen, proportional ihrer Konzentration, bes
zu deren Messung in Lösungen von Salzen mit schwacher Säu

Endlich hat man die aus solcher direkten Messung gewon
des Hydrolysengrades benutzt, um mit Hilfe der drei Dissoziat
für Salz, Säure und Base aus obiger Gleichung die Dissozia
des Wassers zu berechnen, und hat diese in Übereinstimmung
Leitfähigkeit ermittelten gefunden.

Den Temperatureinfluß auf die Hydrolyse läßt jene Gleic
des Sinnes und als einen besonders starken unmittelbar erkenn
allen auf der rechten Seite vorkommenden Größen ändert sich b
änderung weitaus am meisten die Dissoziationskonstante des
haben ihre starke Zunahme mit der Temperatur kennen gelern
auch die hydrolytische Spaltung eines Salzes mit der Tempe
wachsen.

Qualitativ läßt sich dies leicht zeigen. Bringt man z. B.
Aluminiumchlorid und Natriumacetat bei Zimmertemperatur

reichen die durch Hydrolyse des Natriumacetats vorhandenen O
aus, um $Al(OH)_3$ auszufällen. Erwärmt man aber die Lösu

durch die zunehmende Hydrolyse die Konzentration der $\overline{OH}$-Io
$Al(OH)_3$ ausfällt.

## § 164. Einfluß des Druckes auf die Dissoziation.

Einfluß des Druckes muß das erwähnte allgemeine Prinzip von
gelten: Komprimieren wir ein chemisches System bei kons
Temperatur, so verschiebt sich das Gleichgewicht nach derjen
in welcher eine Volumverminderung eintritt. Aus dem Sin
änderung bei der Dissoziation muß also derjenige für die
Druckes auf die Dissoziation sich unmittelbar ableiten lassen.

die weitere Herabsetzung des V
also durch Druck die Di

Das hat Fanjung[1] best
Säuren bei Drucken zwischen
bestimmte. Aus dieser ließ
Säuren bei der Neutralisation
thermodynamischem Wege ab

Darin ist $\Delta v$ das Dissoziations
Änderung für den Zerfall e
$R$ die Gaskonstante (in Atmos
Temperatur und der Bruch d
Dissoziationskonstante mit de
tionsvolumen der schwachen S
einstimmung mit dem von O
Es seien einige Werte angefü

| Säure |
| --- |
| Ameisensäure |
| Essigsäure |
| Propionsäure |
| Buttersäure |

Die Wirkung des Druck
näher untersucht worden; es

Die allgemein geringere Dissoziation in anderen von Nernst[1]) und unabhängig von J. J. Thomson Dielektrizitätskonstante dieser Lösungsmittel auf Grun tung zurückgeführt worden. Die Kräfte, welche den Moleküle in die Ionen veranlassen, sind uns nicht beka muß ihrer Betätigung die elektrostatische Anziehung geladenen Ionen entgegenwirken. Die Anziehung zw geladener Massenpunkte hängt nun ab von der Dielek zwischen ihnen befindlichen Mediums (vgl. Kap. III, § um so schwächer, je größer die Dielektrizitätskonstante sich also in dem Medium von größter Dielektrizitätsko an, d. h. es ist dort die Dissoziation am stärksten. N folgender Zusammenstellung:

| Medium | Dielektrizitäts-konstante | Elektrolytische |
|---|---|---|
| Gasraum . . . | 1,0 | Nicht nachweisbar bei gev |
| Benzol . . . . | 2,8 | Äußerst geringes, aber sic tungsvermögen läßt auf s schließen. |
| Äther . . . . | 4,1 | Merkliches Leitungsvermög |
| Alkohol . . . | 25 | Ziemlich starke Dissoziatio |
| Ameisensäure . | 62 | Starke Dissoziation gelöste |
| Wasser . . . . | 80 | Sehr starke Dissoziation. |

Der hiermit angedeutete Zusammenhang tritt deu ausführlichen Untersuchung, in welcher von Walden[3]) selben Salzes, Tetraäthylammoniumjodid $N(C_2H_5)_4J$ in organischer Lösungsmittel untersucht wurde: mit der D wächst die dissoziierende Kraft des Lösungsmittels.

Wenn hiernach auch die dissoz
seine Dielektrizitätskonstante bestim
ziation selbst doch auch noch von an
zeigt, daß bestimmten Elektrolyten
sehende und anderen Elektrolyten
versagt. So fand Zanninovich-T
sprechend ihrer hohen Dielektrizit
dissoziiert sind, HCl dagegen nich
nicht und die Molekulargewichtsbest
Doppelmolekülen $(HCl)_2$. Dasselbe w
für Lösungen in Nitrobenzol gefund

Die zahlreichen Versuche, in
Lösungsmitteln allgemein gültige G
Carrara [3]) zusammenfassend darge

**§ 166. Geschmolzene Salze**
seines Gesetzes auch für geschmolz

Fig. 487.

L L

schlossen werden, daß die das R
deckt und damit auch vermieden we

nebel können nicht zur Anode diffundieren und lagern
auf dem am Boden liegenden Metall ab. Es zeigte sich,
Art gewonnene Metallmenge dem Faradayschen Gesetz
die Vermutung, daß die Leitung geschmolzener Salze eine
sein könne, widerlegt wird.

Die Untersuchungen der Leitfähigkeit geschmolzener S
Zahl ausgeführt worden sind — haben zu allgemeinen
von Bedeutung noch nicht geführt. Geschmolzene Me
leiten nur sehr wenig, geschmolzene Metallsalze meist re
z. B. die Äquivalentleitfähigkeit $\Lambda$ einer normalen KCl-Lö
(in reziproken Ohm) beträgt, ist sie für geschmolzenes
Wie weit das auf starke Dissoziation und wie weit auf h
keit zurückzuführen ist, konnte bisher nicht sicher entschi
führungsmessungen, bei welchen Konzentrationsunterschie
lassen sich bei einer einheitlichen Substanz nicht ausfüh
Fausti[1]) haben ein Gemisch mehrerer Metallsalze, KCl un
Zwecke verwendet.

Das Fortbestehen der Leitung im festen Zu
Quarz eingehend von Warburg und Tegetmeier[2]) erv
elektrolytisch in der Richtung seiner Hauptachse. Von
wurde die von Faraday bereits angenommene elektrol
Glases untersucht. An der Anodenseite bildet sich bei S
eine schlecht leitende Schicht von Kieselsäure. Dies gesch
die Stromstärke bleibt erhalten, wenn an der Anode
Natriumamalgam gebraucht wird. Es läßt sich zeigen
Maßgabe des Faradayschen Gesetzes durch das Gla
Das Natrium kann durch Lithium ersetzt werden, nicht
bei dessen Verwendung die ohne Alkalimetall gefundene V
an der Anodenseite auftritt.

Für Porzellan sind ähnliche Versuche von Haber[3])

Als dritte Tatsachengruppe wu
erscheinungen aufgefaßt, welche sich
einer der ursprünglichen entgegen
Kraft äußern.

Beide Änderungen, welche der S
hervorrufen kann, sind geeignet, ein
sowohl die Ionenentladung an den Ele
änderung im Innern der Elektrolyte

Ia. Zwei gleichmäßig behande
keine merkliche elektromotorische K
elektrolytisch Wasserstoff und Sauer
der Stromquelle eine Potentialdiffere
dieser elektromotorischen Kraft wese
wir daran, daß sie sich nicht merk
umrühren und so eine eventuelle K
der Elektroden zerstören.

Denselben Zustand der Elektrod
lyse auch dadurch herbeiführen, daß
nicht elektrolytisch an ihnen entwick
und so die Elektroden damit belad
dann wie vorher ungefähr 1 Volt.
nation als Elektrizitätsquelle bediene
ment (in diesem Falle ein Gaselemen
nur als Träger und metallische Ablei
Gase.)

Ib. Befindet sich als zu elektro
platten nicht Schwefelsäure, sondern
vorher Sauerstoff abgeschieden, an
sodann — nachdem einige Zeit Stro
aus und messen die elektromotorisc
höher, etwa 1,7 Volt. Die gleiche I

zeigen —, so kann der Stromdurchgang, da er nur das
die Natur der Elektroden ändert, auch keinen Anlaß
in der eben erörterten Art erzeugen. Trotzdem ergib
Ausschaltung des elektrolysierenden Stromes eine solch
die früheren, und wir bedürfen zu ihrer Messung einer
elektromotorische Kräfte auch unterhalb eines Zehntel V
sie wächst mit der Zeitdauer der vorhergegangenen
ihren Sitz nicht an den Elektroden, sondern in der Lös
gerührt, so verschwindet die elektromotorische Kraft. A
Elektrolyse wissen wir, daß während der Elektrolyse
dünnung, an der Anode Konzentrationssteigerung des El
ist. Stellen wir also wieder diesen Zustand ohne Elektr
z. B. in die Schenkel eines U-Rohrs, in dessen gebog
Watte gestopft ist, einerseits verdünnte, andererseits ko
sulfatlösung bringen, so zeigen die eintauchenden K
elektromotorische Kraft, die dem Sinne nach entgegen
erscheint, die durch Elektrolyse einer homogenen Lö
hergestellt hätte, d. h. das Kupfer löst sich in der ve
und wird aus der konzentrierteren niedergeschlagen.
die Konzentrationen wie 1 : 100, so ist die elektromotori
0,06 Volt.

Daß hier in erster Linie dieses Konzentrationsverh
Natur der Elektroden maßgebend ist, zeigt sich, wenn
Kombination Zinkelektroden in zwei Zinksulfatlösung
Konzentrationsverhältnis 1 : 100 eintauchen: die elektro
dann denselben Wert wie vorher.

Wir haben also eine zweite Art von galvanischen
welchen lösliche Metalle in verschieden konzentrierte
eintauchen; man nennt sie Konzentrationselemente.

III. Während den besprochenen Arten von Elem

zweier verschieden konzentrierter Lösu
an der Grenze verschiedener Elektroly
der Theorie ansehen, die Einzelbeiträg
im galvanischen Element zu der gesam
diese als Summen jener darzustellen.
zunächst als zu hoch gesteckt ansehen
Gesamtheit als eine Maschine betrach
chemischer Prozeß bei seinem Ablauf
suchen, welche den Betrag dieser Arb
sagen lassen.

Die ersterwähnte Aufgabe versu
der Dissoziationshypothese zu lösen.

Die zweite Aufgabe stellt sich
Wesen der Thermodynamik entspreche
und Endzustand des betrachteten Sys
dieser als der historisch älteren und a

**§ 168. Thermodynamische Th
wendung des ersten Hauptsatzes.**
dynamik ist der Satz von der Äquiv
daß eine bestimmte Energiemenge der
maß, äquivalent ist einer bestimmte
gemessen in deren Eigenmaß. Er gibt d
das willkürlich gewählte Eigenmaß e
um die äquivalente Menge Energie i
drücken. Die Einheit der Wärmeener
die Temperatur eines Gramm Wasser
42 600 Einheiten der mechanischen E
auch äquivalent 4,189 Einheiten der
Ampere-Sekunden oder Watt-Sekunde

gemessener Strom während einer bestimmten Zeit hindurc
dann $EJt$ oder $J^2wt = a$ cal, und man findet für eine K
gegebenen Wert. Die durch einen chemischen Vorgang entw.
menge wird nun auf ein Grammäquivalent der reagierenden
die Wärmetönung für die Auflösung des Silbers bezieht sic
Silber, die des Zinks auf $\frac{65{,}4}{2} = 32{,}7$ g Zink. Von dieser
Mengen aber lehrt das Faradaysche Gesetz, daß sie bei ele
Vorgangen die Trager gleicher Elektrizitätsmengen sind, nämli
aquivalent 96540 Amp.-sec oder Coulomb. Dies ist in der
Mengen bezogenen Gleichung für $EIt$ der Wert für $It$. M
tönung ändert sich also nur noch $E$, und die früher aufg
nach dem Zusammenhange chemischer und elektrischer Energ
vereinfacht: Läßt sich allein aus der Wärmetönung eines in
schen Element sich abspielenden chemischen Prozesses die ele
Kraft des Elements berechnen?

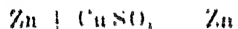
Helmholtz hat diese Frage in seiner Abhandlung „Über
der Kraft“ ohne nähere Prüfung bejahend beantwortet, und
hat die Antwort an einem speziellen Falle als zutreffend erwi
Element gelieferte elektrische Arbeit für den Umsatz eines Gra
ist 96540 $E$, wobei $E$ die elektromotorische Kraft ist; um dies
anzugeben, müssen wir den Ausdruck mit dem oben gewor
tionalitätsfaktor

$$1 \text{ Volt-Coul.} = \frac{1}{4{,}189} \text{ cal} = 0{,}2387 \text{ cal}$$

multiplizieren. Diese in Wärmemaß ausgedrückte elektrisch
galvanischen Elements soll dann gleich sein der Wärmetönung
Element abspielenden chemischen Vorganges:

$$0{,}2387 \cdot 96540\, E = U$$

anzusetzen die vorige vermehrt um diejenige
stoff und Sauerstoff. Es sind also nur
W. Thomson prüfte die Gleichung an
Element, dem Daniellelement (siehe S. 352).
Seite die Auflösung von Zink in Schwefelsau
wird aber die Konstanz des stattfindenden
man ein Metall aus der Lösung seines Salzes
Wasserstoff, so reduziert das Zink auch edler
Silber, Kupfer usw. scheiden sich aus ihren
metallischen Zink aus. Wie man nun die
Zink dadurch elektromotorisch wirksam mach
örtlich getrennte Teile zerlegt, so auch di
eine Platte aus Platin, Kupfer, Silber oder ir
Kupfer aus Kupfersalzen reduziert, dessen N
eine Lösung von Kupfersulfat. An diesem
schluß die Kupferausfällung durch die Auflö
säure, die vom Kupfersulfat durch ein die
diaphragma getrennt ist. Der Gesamtvorgan
Zink in Kupfersulfat eintauchen: Es tritt
es bildet sich metallisches Kupfer und Zink
dieses Prozesses zu messen, gibt die Thermo
bereits festgestellten Daten für die Bildungs
Kupfersulfats aus den Elementen zu entnehm
interessierenden Umsetzung


$Zn + CuSO_4 \quad Zn$

muß die Differenz sein der Bildungswärmen
für äquivalente Mengen. Die Bildungswärm
Zinksulfat in verdünnter Lösung aus Zink,
Wasser beträgt 53045 cal, diejenige für K

Wärmeenergie tue. Daher rühre es, daß chemische Energ nische oder elektrische Energie vollständig in andere wandelbar sei; chemische Energie sei vielmehr von der und wie diese nur beschränkt verwandelbar. Die von theoretischen Folgerungen haben sich zwar als nicht ha sorgfältigen Versuche bedeuten jedoch eine experimentel Thomsonschen Regel.

Ihre theoretische Unhaltbarkeit wurde wohl zuers dargetan. Ein besonders treffendes Argument sei hervor Untersuchungen, deren in jeder Beziehung schwere Zug mittelbare Einwirkung auf den Gang der Wissenschaft he zahlreichen Fällen sich als Vorwegnahme später von a Resultate erwiesen. Gibbs führte aus, daß, wenn ma vom Typus des Daniellelements das Zink durch ein leicht in der Lösung bzw. in der Schmelze seines Salzes ersetzt Regel fordert, daß beim Schmelzpunkte des Metalles di Kraft geringer sein muß, wenn das Metall noch fest, als da ja im letzten Falle bei konstanter Temperatur noch d wärme zugeführt werden muß. Nun hatten aber Messun Elektroden aus Wismut, Zinn und Blei bereits gezeigt, trifft, daß die elektromotorische Kraft am Schmelzpunkt weist. Jene Regel muß daher prinzipiell falsch sein: Der Thermodynamik gibt nicht das Mittel, um die elektromo galvanischen Elements zu berechnen. Die Übereinstimmun tönung und elektromotorischer Kraft muß eine zufällige entsteht also die Frage: Lassen sich die Bedingungen stimmung und für Sinn und Größe der Abweichungen a ist der Ausdruck für den Zusammenhang beider Größen.

## § 169. Anwendung des zweiten Hauptsatzes.

abgeschieden; schicken wir in um
Kupfer gelöst und Zink abgesc
quantitativ wieder in den Anfan
ment denken wir uns nun als ein
Wärmemenge $Q$, die es seiner Un
Maschine, in Arbeit verwandeln
machten Ausführungen, daß bei
luten Temperatur $T + dT$ auf $T$
geleistet wird. Nun aber hat da
gesamt (beim Durchgang von 9
von 1 Grammäquivalent) geleistet
die von außen aufgenommene W
Reaktion entsprechende Wärme,
äquivalent. Wir bezeichnen sie
Wärme $Q$ als die Änderung der
ments wird auf Kosten beider ge
Äquivalenz, oder, wenn wir alles

Die von $Q$ in maximo zu erhalte
Hauptsatze zu $dA = Q \frac{dT}{T}$ bes

$$A =$$

Helmholtz[1]) hat diese Gle
abgeleitet. Das Element, welche
motorische Kraft $E$ besitzt, werd
Temperaturdifferenz $dT$ nur ei

zuführen die Wärmemenge $E - U$. Es ist also bei dem g
prozeß die Arbeit

$$E + dE - E = dE$$

geleistet worden und dabei die Wärmemenge $E - U$ von d
$T + dT$ auf $T$ gesunken. Darüber aber sagt, wie S. 543 aus
der zweite Hauptsatz aus, daß die geleistete Arbeit sich zur ü
Wärmemenge verhält wie die Temperaturdifferenz zur absolut
also hier

$$\frac{dE}{E - U} = \frac{dT}{T}$$

oder

$$E = U + T\frac{dE}{dT}.$$

Die elektromotorische Kraft eines reversibel arbeiten
schen Elements ist gegeben durch die Summe der W
des chemischen Vorganges und der Änderung der el
schen Kraft mit der Temperatur, multipliziert mit d
Temperatur.

Diese Gleichung löst nicht das Problem, die elektrom
eines Elements aus der Wärmetönung zu berechnen. Aber
beiden Größen mit einer neuen, dem Temperaturkoeffiziente
motorischen Kraft verknüpft, gibt sie bei Kenntnis zweier die
dritte. Man übersieht also aus der Gleichung sofort, in welc
Falle die Thomsonsche Regel $U = E$ zutrifft und wie im
weichung nach den zwei möglichen Richtungen der Sinn de
koeffizienten sein muß. Im Falle

$$U = E \text{ ist } \frac{dE}{dT} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad .$$

$$U \; . \; E \quad \frac{dE}{\phantom{dT}} \quad \text{negativ}$$

fähig ist. Als Änderung der gebu
diejenige Wärmemenge, welche wäh
in andere Formen selbst Wärme ble
umwandelbar ist. In der Gleichun
der inneren Energie, $E$ die Änder
Änderung der gebundenen Energie.
welche bei der Arbeitsleistung in
Arbeit zu leisten lediglich von höhe

Die elektromotorische Kr
galvanischen Elements ist als
ablaufenden chemischen Vorg
chemie ist, die Änderung der innere
bestimmen, so ist es eine Aufgabe d
Energie, d. i. die Arbeitsfähigkeit c

Eine mehr qualitative Prüfung
von Czapski[1]) ausgeführt. Er ma
la Rue Ag, AgCl | $ZnCl_2$aq, Zn
Änderung mit der Temperatur un
ganges der Zinkauflösung unter Sil
J. Thomsen bestimmten Bildungsw
Diese Wärmetönung übersteigt bed
elektrische Arbeit $E$. Damit in Ei
motorische Kraft bei steigender Ten
stellte Gockel[2]) derartige Untersuc

Eine volle quantitative Bestäti
Rechnungselemente in der Helmho
gesondert maß. Er bestimmte expe
den Temperaturkoeffizienten der ele
wurde dieser Wert unmittelbar expe
Helmholtzschen Gleichung ergab

Punkten $A$, $B$ und der sich anschließende Amperemeterkreis
meter angebracht, so würde dessen Angabe (aus der eing
silbermenge in Milligramm multipliziert mit der Zahl 15,
tönung $U$ des chemischen Vorganges entsprechen. Nun ab
im Kalorimeter nur das Element selbst. Die gesamte Wärmetönung $U$ setzt sich also zusammen aus drei Teilen:

a) dem im Kalorimeter gemessenen Wärmeeffekt $W$ im Element,

b) der Stromwärme in der Zuleitung vom Element zu den Abzweigungspunkten $A$ und $B$. Ist deren Widerstand $\varrho$ und die am Amperemeter abgelesene Stromstärke $J$, so ist die hier während der Zeit $t$ entstandene Stromwärme $J^2 \varrho t$.

c) Hinzu kommt noch die Stromwärme im Amperemeterkreis. Während das Voltmeter — ohne Stromdurchgang durch den Amperemeterkreis — an den Punkten $A$, $B$ die Potentialdifferenz des Elements $E$ angab, zeigt es — bei Stromdurchgang durch den Amperemeterkreis — zwischen $A$, $B$ eine geringere Potentialdifferenz $e$, da ja die Spannung $E$ längs des Widerstandes $\varrho$ abgefallen ist. Die Stromwärme in diesem Kreise entspricht $eJt$.

Insgesamt ist also die „chemische Wärme"

$$U = W + J^2 \varrho t + eJt.$$

Die Helmholtzsche Gleichung ergibt dann aus der Differe
schen" und der „chemischen" Wärme

$$EJt - (W + J^2 \varrho t + eJt)$$

die „Helmholtzwärme" oder sekundäre Wärme $T\frac{dE}{dT}$, d. i. d
menge, um deren Betrag die Thomsonsche Regel ($U = E$
heit abweicht.

Dieser Wert der „Helmholtzwärme" wir ... von

$$EJt - U$$

Die direkte Messung ergab der
schen Kraft $\frac{d}{d}$

also die „Helmholtzwärme" fü
der absoluten Temperatur 273

$$T\frac{dE}{dT} = 273.0$$

Die beiden Ergebnisse sti

Die Kleinheit des Wertes für

Daniellelement die Thomsonsc

Die nebenstehende Tabell
auf die von uns gebrauchten E

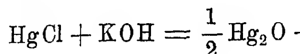
Die Übereinstimmung des
fundenen VI für die sekundäre
eine vollkommen befriedigend
Wärmetönung größer als die
bei isothermer Arbeitsleistung
zuerst angeführten Elemente ve
ist größer als die Wärmetönung
Wärme aus der Umgebung in

Auf das praktisch wichtig
hat F. Streintz[2]) die Helmh

Von besonderem Interesse
Element ein endothermer chem
unter Aufnahme äußerer Wärm
Wie allgemein endotherme Pro

| | II. | III. | IV. | V. | VI. |
|---|---|---|---|---|---|
| | 1. Bestimmung | 2. Bestimmung | Berechnet | 3. Bestimmung | Aus V |
| | $E$ 96540 . 0,24 | $U$ | II — III | $\frac{dE}{dT}$ | $273 \frac{dE}{dT}$ 96540 . 0,24 |
| [illegible] | cal | cal | cal | Volt | cal |
| ...52 | [illegible] | 25 055 | + 208 | — 0,000 034 | — 214 |
| ...54 | [illegible] | ...768 | — 2076 | + 0,000 585 | — 2392 |
| ...8 | ...453 | 26 ... | — 2570 | — 0,000 409 | — 2541 |
| ...71 | ...146 | 24 456 | — 1310 | — 0,000 21 | — 1305 |
| ...49 | 22 168 | 23 493 | — 1327 | — 0,000 202 | — 1255 |

Die sich im Element abspielende Reakti



$$HgCl + KOH = \frac{1}{2} Hg_2O -$$

verläuft unter Absorption von 3280 cal. T
welchem an der einen Seite Quecksilber sich lö
sich bildet, an der anderen Seite aus Calo
beträchtlicher elektrischer Arbeitsleistung, im
Die sekundäre Wärme und der Temperatur
sprechend groß.

Von Richards und Lewis[1]) wurde d
Elemente von dem Typus Zink, Zinksulfat, Z
in der Richtung arbeitet, daß Zink sich löst u
Die Messung der elektromotorischen Kraft u
ergab die Amalgamationswärme des Zinks
dem von Favre durch direkte kalorimetrisc

§ 170. **Normalelemente.** Galvanisch
holtzschen Gleichung genügen und sich d
erweisen, sind geeignet, als Bezugselemente
rischer Kräfte zu dienen. Dafür ist erforde
erhaltenden Substanzen sich zusammensetzen
offenem Zustande unverändert bleiben. Dag
sie erhebliche Stromentnahme gestatten, da
große Widerstände und für kurze Zeit gesch

Als ein solches Normalelement hat
element benutzt und in älteren Angaben fin
Kräfte meist in „Daniell" ausgedrückt. D
des Elements, von dem bei Erörterung d
oben ausführlich die Rede war, ist ein bes

| Nr | Pol | Elektrolyt | Depolarisator | +-Pol |
|---|---|---|---|---|
| 1. | Zn | $ZnSO_4$ | $CuSO_4$ | Cu |
| 2. | Zn | $ZnSO_4$ | $Hg_2SO_4$ | Hg |
| 3. | Zn | $ZnSO_4$ | HgO | Hg |
| 4. | Zn | $ZnCl_2$ | $Hg_2Cl_2$ | Hg |
| 5. | Zn | $ZnCl_2$ | AgCl | Ag |
| 6. | Cd | $CdSO_4$ | $Hg_2SO_4$ | Hg |

Von diesen Elementen ist das Gouysche nur halb
zufuhr (Stromdurchgang entgegen der eigenen elektro
neue Phase $Hg_2SO_4$ gebildet wird; die übrigen E
kommen reversibel [1]).

Wirklich praktische Bedeutung besitzen von di
nur das Clarksche (Nr. 2) und das Westonsche (N
der Physikalisch-technischen Reichsanstalt geprüft
wenn ihre Ausführungsform der Forderung genügt,
rung transportabel sind. Man fertigt sie sich lei
selbst an, am besten in der von Lord Rayleigh
gegebenen H-Form (Fig. 489).

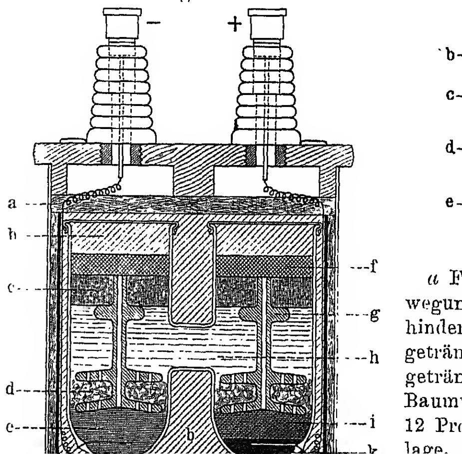
Auf die eingeschmolzenen kurzen Platindräh
kommt für das Clarkelement einerseits ein Zi
amalgam aus 90 Tln. Quecksilber und 10 Tln. Zink.
bei gewöhnlicher Temperatur feste Amalgam wird h
eingefüllt.

An die andere Seite wird Quecksilber gebracht, welc
mit einer Paste bedeckt wird, die durch Zusamm
reiben von Quecksilber, Quecksilberoxydulsulfat und
sättigter Zinksulfatlösung hergestellt ist. Das Ganze w
mit gesättigter Zinksulfatlösung, in welcher sich noch
gefüllt. Auf beide Seiten werden einige Tropfen

nung annehmen kann. Es handelt sich
gewöhnlichen Hydrats des Zinksulfats Zn S
6 $H_2O$. Diese Umwandlung erfolgt bei 3
verschiedene Löslichkeit dieser Hydrate fe
der verschiedenen elektromotorischen Kraft
längere Zeit oberhalb 39° gehalten, so daß
und löslichere Hydrat umgewandelt ist, so
damit die ihm entsprechende kleinere elek
kühlung erhalten bleibt. Durch Einwerfe
Hydrats $ZnSO_4$, 7 $H_2O$ kann man die Umwa
unterhalb 39° stabile Hydrat bewirken. D
Salz kristallisiert dann aus und das Elemen
rische Kraft, die ihm, wenn es unter 39°

Von diesem für praktische Zwecke allerd
Fehler frei [1]) ist das von Weston vorgesch

Fig. 490.




*a* F
wegun
hinder
geträn
geträn
Baum
12 Pr
lage.

Zinksulfat Cadmiumsulfat tritt. Das Amalgam enthält 1
bei einem Mehrgehalt an Cadmium treten allmähliche Z
ein, welche die elektromotorische Kraft ändern. Wie
enthält die gesättigte Lösung überschüssige Kristalle. Di
Kraft ist zu berechnen nach der Formel:

$$E = 1{,}0186 - 0{,}000038\,(t - 20^0) - 0{,}00000065$$

Der Temperaturkoeffizient beträgt hiernach etwa den zw
dem des Clarkelements. Das Element hat:

| | |
|---|---|
| bei 10° . . . . . . . . | 1,0189 |
| „ 15° . . . . . . . . | 1,0188 |
| „ 18° . . . . . . . . | 1,0187 |
| „ 25° . . . . . . . . | 1,0184 |

Die Westongesellschaft liefert das Element nicht m
wesenheit von Kristallen) stets gesättigt gehaltener Lös
Kristalle mit einer Lösung, die bei 4° gesättigt hergeste
Element ist gänzlich unabhängig von der Temperatur un
Betracht kommenden Temperaturen

$$E = 1{,}0190 \text{ Volt.}$$

Die Westongesellschaft hat diesem Elemente eine F
Fig. 190 und 191 unmittelbar ersichtliche Einrichtung g
den Transport geeignet zu machen.

Für den praktischen Gebrauch empfiehlt es sich
Westonelement mit gesättigter Lösung herzustellen u
beider dadurch zu kontrollieren, daß man ihr Verhältnis

$$\frac{\text{Clark } 15^0}{\text{Weston } 20^0} = 1{,}4067.$$

**§ 171. Berechnung elektromotorischer Kräfte**

der in den beiden Hauptsätzen der The
fahrung von der Unmöglichkeit des Perp
(vgl. Bd. III, S. 672) widerspricht.

Helmholtz zeigte, daß bei Konzen
Weg gangbar ist, um die maximale Arbe
stromliefernden Prozesses zu ermitteln.
bereits (S. 538) erwähnt. Läßt man z.
Silbernitrat zwischen Silberelektroden
96540 Coulomb hindurchgegangen sin
(= 107,93 g) Silber aufgelöst bzw. abge
Verdünnung der Lösung eingetreten, d
äquivalent Silber nur der Bruchteil 1 —
ersetzt worden ist, der Bruchteil $n$ von
ihm derselbe Bruchteil $n$ des Anions $NO_3$,
Grammäquivalents $AgNO_3$ fehlt. An d
Auflösung von Silber erfolgt, hat gleich
viel zugenommen. Diese so entstandene
sich unter Leistung äußerer Arbeit wied
troden verbindende metallische Leitung
gesetzt gerichteten Strom durchflossen w
verdünnteren Lösung sich auflöst, aus
wobei die Rückwanderung von Anion
wanderung — im Verhältnis ihrer Über
in der einen und anderen Richtung ist:

$E . 96540$ V

Es kann nun dieser Ausgleich, di
und Konzentration der verdünnteren Lö
man Wasser aus der verdünnteren Lösu
hinüberdestilliert. Da, wie früher (S. 514
druck des Wassers durch gelöste Stoffe

Um die Temperatur konstant zu erhalten, muß die dieser
Wärmemenge zugeführt werden.

Den sodann von der verdünnten Lösung getrennten D
ausdehnen bis zu dem kleineren Drucke $p_2$, welcher dem
konzentrierteren Lösung entspricht. Die dabei geleistete Arb

$$\int_{v_1}^{v_2} p\,dv$$

oder, da $pv = RT$ ist,

$$RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Den Dampf, welcher nunmehr den Druck $p_2$ und da
bringen wir endlich mit der konzentrierteren Lösung vom
rührung und vereinigen ihn mit dieser, wobei eine Arbe
Betrage von

$$p_2(v_2 - v_0).$$

Da nun $p_1 v_1 = p_2 v_2$ ist (unter der Annahme, daß der Damp
kommenden Temperaturen bis zu seiner Sättigung dem M
folgt) und da $v_0(p_2 - p_1)$ wegen der Kleinheit von $v_0$ zu v
sind der Arbeitsaufwand beim ersten und der Arbeitsgewinn
Einzelvorgänge gleich und es bleibt nur übrig die Ausdehnu
Gewichtseinheit Wasserdampf betrug $RT \ln \frac{p_1}{p_2}$; für die be
Betracht kommende Wassermenge $1 - n$ also:

$$A = (1 - n) RT \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

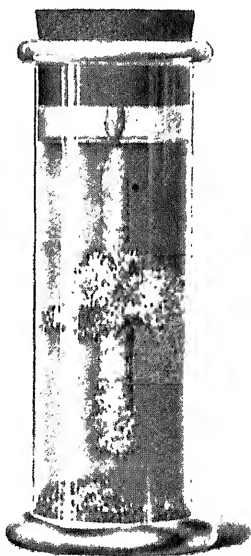
Diese Arbeit muß gleich sein der auf anderem umkehrb
bei Betätigung des Systems als galvanisches Element — gele

Die Übereinstimmung zwischen Versuch und Rechnung
Elementen aus Kupfer in verschieden konzentrierten Lösun
und an Zink in Zinksulfatlösungen erwiesen. Wir verschieben d
Beispiels bis zur Besprechung der Theorie, in welcher Nern
Helmholtz durch eine anschauliche Betrachtung vereinfac
Erkenntnis des Mechanismus der Einzelvorgänge erweitert h

Qualitativ läßt sich die Wirksamkeit von Konzentra

Prinzip beruhende **Gravitationselement**
und gezeigt, daß auch bei ihnen die elek
berechnen läßt. In einem 110 cm langen
von Jodcadmium; in Ansätzen an den Ende
Elektroden aus Cadmiumamalgam. Bei N

Fig. 482.



elektromotor
unterschied v
23,81 Proz. b

Dieses R
**Hittorfschen**
wendete Salz
welche von d
1 − *n* elek
Kation in abs
aufsteigender
Elektrode geh
gebenden Fak
berücksichtige
Abhandlung v

**§ 172.**
**schen Kraft**
**gewicht.** Ein
elektrischer V
zur Lösung d
die elektromo
mente aus der Kenntnis andersartiger G
Hoff angegeben.

Wir wollen diesen Weg an der Hand
welches von Bredig u. Knüpffer[2] erbrac

Da aber jeder feste Stoff eine bestimmte Löslichkeit h wesenheit der beiden festen Stoffe ihre in Lösung befindlic bleibt, so reduziert sich die Gleichung auf

$$K = \frac{[KCl]}{[KSCN]}$$

und, da die positiven Ionen identisch sind und in äquival kommen, auf:

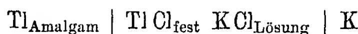
$$K = \frac{[\bar{Cl}]}{[\bar{SCN}]} .$$

Bringen wir also in Anwesenheit der beiden festen T kalium und Rhodankalium in dem durch den Wert von K gewichtsverhältnis zusammen, so bleibt alles unverändert. zentrationen nach der einen oder anderen Seite von konzentration ab, so ändert sich das System in der Ri Tendenz zur Einstellung des Gleichgewichtes entsprich jedem freiwillig verlaufenden Vorgang, so ist wenn man ihn in geeigneter Anordnung ablauf zu gewinnen. Es ist unmittelbar einleuchtend, daß d größer sein muß, je weiter das System vom Gleichgewicht um es noch anschaulicher auszudrücken, aus je größerer dem Nullwert der Arbeitsfähigkeit, d. h. dem Gleichgewic Hoff hat für die maximale Arbeit, die ein chemischer P den Ausdruck abgeleitet

$$A = RT \ln \frac{K}{\mathfrak{K}} .$$

Darin bedeutet $R$ die Gaskonstante, $T$ die absolute Tempe gewichtskonstante, während $\mathfrak{K}$ den nach demselben Schem Ausdruck für die beliebig gewählten Anfangskonzentratio man nicht von beliebigen Anfangskonzentrationen aus, s jeder in Reaktion tretenden Molekülart die Ausgangskonz

und sodann mit einer Chlorkaliumlösu
festem Thalliumrhodanid und einer Rh
dem Schema:



$Tl_{Amalgam} \mid Tl\,Cl_{fest}\; K\,Cl_{Lösung} \mid K$

kann im Sinne des positiven Stromes v
links Tl-Ionen in Lösung gehen und,
heit von festem TlCl damit bereits ges
rechts Tl aus dem festen TlSCN sich
Lösung gelangen. In der Lösung sin
rechts SCN-Ionen hinzugekommen, w
geändert ist. Würde das Element bei
Strome im umgekehrten Sinne durchfl
aus der Lösung verschwinden und Cl-I

Benutzt man Chlorkalium- und Rho
Gleichgewichtskonzentrationen, so muß
ments Null sein. Denn was auf eine
auf jede Weise sein, was chemisch im
trisch sein.

Mit Hilfe der Gleichung:

$$A = 96\,540\,E$$

ließ sich durch Messung von $E$ bei vers
und mit dem auf chemischem Wege für
gleichen:

| Temperatur °C | $K$ analyti chemi gefun |
|---|---|
| 39,9 | 0,8 |
| 20,0 | 1,2 |
| 0,8 | 1,7 |

ermittelt und damit die maximale Arbeit dieser Reak
bekannt war, wurde diese auch direkt gemessen in einem
nischen Element, in welchem jene Reaktion sich abspielt.

## § 173. Berechnung elektromotorischer Kräft Nernstschen Wärmetheorems.

Die Gleichung $A = R$ male Arbeit eines chemischen Prozesses und damit die ele eines reversiblen galvanischen Elements, in welchem er abläu der Gleichgewichtskonstante, die durch eine besondere chem wie in dem behandelten Beispiel gezeigt wurde, zu ermitteln tale Problem, welches die Thomsonsche Regel und der Ber dem im vorigen Abschnitt als falsch nachgewiesenen lösen versucht hatte, nämlich die Angabe der maximalen A lediglich aus thermischen Messungen, war ungelöst geblieben wieder aufgenommen, indem er von der auffallenden Tatsac galvanische Elemente, bei welchen in der Gleichung des stro nur feste Körper und sehr konzentrierte Lösungen vorkomm zwischen $A$ und $U$ sehr klein sind. Beim absoluten Nullpunk Größen zusammenfallen, wie aus der früher eingehend disku schen Gleichung:

$$A = U + T\frac{dA}{dT} \quad \ldots \ldots$$

für $T = 0$ unmittelbar hervorgeht.

Nun kann man nach dem ersten Hauptsatz setzen:

$$\frac{dQ}{dT} = \Sigma c_1 - \Sigma c_2 \quad \ldots$$

wo $c_1$ und $c_2$ die Molekularwärmen der entstehenden und ve kule bedeuten. Diese Molekularwärmen sind erfahrungsgem Temperatur, also:

$$c = \alpha T + \beta T^2 \ldots \ldots,$$

Man kann demnach auch $Q$ als eine Funktion der Tem wenn man mit $Q_0$ die Wärmetönung bei $T = 0$ bezeichnet:

$$Q = Q_0 + \alpha T + \beta T^2 + \gamma T^3 \ldots$$

Dies in (1) eingesetzt und integriert ergibt für $A$:

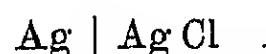
$$A = Q_0 - \alpha T \ln T - \beta T^2 - \frac{\gamma}{2} T^3 + a T$$

Der Vorteil ist also im wesentlich
konstante $a$ wegfällt und man nun rein au
kann. Da auch $\alpha$ wegfällt, wird nämlich

$$\frac{dQ}{dT} = c_1 - c_2 =$$

Kennt man also bei einer Reaktion die W
so kann man $A$ berechnen.

Ein Beispiel bilde das Element[1]):

Ag | Ag Cl 

Die Wärmetönung ist gemessen aus
$Q = 12350$ cal bei $20^0$ C oder $293^0$ abs.
messen zu:

$$\begin{aligned} {}^1/_2\,\mathrm{Pb} &= \phantom{0}3{,}15 \\ \mathrm{Ag\,Cl} &= 13{,}07 \\ \hline c_1 &= 16{,}22 \end{aligned}$$

also:

$$c_1 - c_2 = 1{,}15 =$$

Aus diesen Größen berechnet sich $Q$

$$Q = 11904 + 0{,}01006$$

also:

$$A = E \,.\, 23046 = 11904 + 0{,}$$

In der folgenden Tabelle sind die so
mit den in cal umgerechneten von Bröns

| $T$ absolut | $E$ gefu |
|---|---|
| 273 | 11 |
| 303,5 | 11 |
| 331,3 | 11 |
| 362,0 | 10 |

Die aus den rein thermischen Date
gemessenen überein.

Nernst zeigt also, daß man für ei

Wege, auf welchem sie geleistet wird, bauten sich die auf
mente bezüglichen Schlüsse auf.

Die thermodynamische Betrachtung beschäftigt sic
Anfangs- und Endzustand des Elements vor und nach dem
und der Energiedifferenz dieser beiden Zustände. Eine
Zustandekommen des elektrischen Stromes gewinnen wir d
solche ist von Nernst in der osmotischen Theorie der galv
entwickelt worden.

Wenn man ein Gemisch zweier Gase an einen von ih
einem dritten Gase erfüllten Raum angrenzen läßt, so
sion in diesen Raum hinein. Ist die Diffusionsgeschwind
Gase verschieden groß, so muß das schneller diffundie
Man kann dies in einem einfachen von Pebal herrührende
strieren Wird ein Stück festen Salmiaks in der Mitte
offenen Rohres aus schwer schmelzbarem Glase erhitzt, so ze
niak und Salzsäure. Verlangsamt man einseitig die Diffusion
eines Stopfens aus Asbestwolle, so läßt sich zeigen, da
schneller diffundierenden Ammoniak eher durchdrungen w
nämlich jenseits des Asbeststopfens ein Stück rotes Lack
Rohr, so wird dies blau, während ein Stück diesseits
Lackmuspapier durch die zurückbleibende Salzsäure rot w

Ein Analogon dazu bildet ein Gemisch von Lösungen
reinen Lösungsmittel überschichtet ist. Grenzt z. B. ein Ge
schnell diffundierender Farbstoffe an reines Wasser, so
wandern des rascher diffundierenden leicht kenntlich. Die

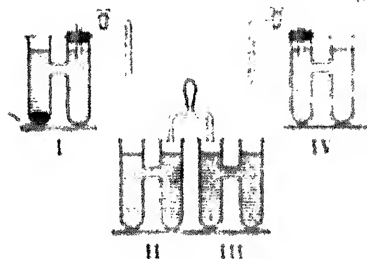
so daß als der chemisch nachwe...
Salzsäure erscheint.

Nun ist aber die elektrische ...
pro Grammäquivalent ... daß, w...
durch ihr Voraneilen auch noch sel...
Nachweisbarkeit bleibt, doch die ...
die Diffusion erfolgt, konstatierbar...

Verwendet man an Stelle der ...
hydroxyd KOH, bei welchem da...
wandernde ist (vgl. S. 510), so ...
erfolgt, negative Ladung aufweist...

Dieses qualitative Ergebnis d...
zenden Lösungen eines Elektrol...

Fig. 493.




und mit Hahn verschließbare Heb...
einmal und kann nach Verschließe...
der losen Heber ausgewechselt we...
und V sind Platindrähte eingesc...
welches mit etwas Kalomel HgCl ...
selbe Chlorkaliumlösung. Eine ...

und sind von gleicher Größe, da dafür nach Nernst nicht
sondern nur das Verhältnis der Konzentrationen maßgeben
heben sich also auf und es bleibt bestehen nur die elektro
zwischen II und III, eben deren Richtung wir suchen. I
Galvanometer gibt, mit den Elektroden verbunden, einen st
ersetzt man die mit Salzsäure gefüllten Röhren II, III in
Weise durch die mit Natronlauge gefüllten, so geht der Au
anderen Seite und zwar in etwas geringerer Stärke, da hier
der Wanderungsgeschwindigkeiten weniger erheblich ist.

Nernst hat gezeigt, daß sich nicht nur der Sinn, s
Größe der elektromotorischen Kraft solcher Flüssigkeitskett
wenn das Verhältnis der Konzentrationen und die Beweglich
Ionen bekannt sind. Er gibt dazu zwei Wege an.

Auf dem ersten wird aus dem Konzentrationsgefälle u
keiten diejenige Menge eines jeden der beiden Ionen bere
einer bestimmten Zeit durch einen Querschnitt der Flü
würde, wenn — wie bei Nichtelektrolyten — allein die os
die ihre Bewegung bestimmenden wären. Sodann wird ges
welche Menge von jedem der beiden Ionen unter dem Einfl
ausgehenden elektrostatischen Kräfte bei einem bestimmt
selben durch den Querschnitt (und zwar, da das eine Ion hi
das andere beschleunigt wird, in verschiedenen Richtungen

Die in Wirklichkeit durch den Querschnitt diffundier
der beiden Ionen ergibt sich durch Addition bzw. Subtrakti
kräften entsprechenden Mengen. Diese in Wirklichkeit
Mengen müssen endlich für beide Ionen gleich sein, da ja
der einen Ionenart eben wegen ihrer Ladung nicht stattfi
der so erhaltenen Gleichung zwischen der Summe der beid
eine Ion und der Differenz der Kräfte für das andere ist d
trische Kraft, welche sich als die elektromoto-

Kationen:

| Querschnitt | × | Konzentration | × | Kraft pro Gı |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| $q$ | × | $\eta$ | × | $\frac{1}{\eta} \cdot \frac{dp}{dx}$ |

Anionen:

| | | | | |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| $q$ | × | $\eta$ | × | $\frac{1}{\eta} \cdot \frac{dp}{dx}$ |

d. i. $-U \cdot q \frac{dp}{dx} dz$ für das Kation und $-V \cdot q$

Da $U$ und $V$ z. B. für HCl verschieden si wenn sie lediglich dem osmotischen Druck fo findet nicht statt, weil zwischen den entgegeng elektrische Kraft wirksam ist. Ist deren Potenti Stück auf das eine Ion beschleunigend, auf das die Kraft $\frac{dP}{dx}$.

Die durch die elektrische Kraft allein bew

Kationen:

| Querschnitt | × | Konzentration | × | Kraft pro G |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| $q$ | × | $\eta$ | × | $-\frac{dP}{dx}$ |

Anionen:

| | | | | |
| --- | --- | --- | --- | --- |
| $q$ | × | $\eta$ | × | $+\frac{dP}{dx}$ |

also $-Uq\eta \frac{dP}{dx} dz$ und $+Vq\eta \frac{dP}{dx} dz$.

Die durch beide Kräfte bewegten Mengen gleich sein, d. h. es muß die Gleichung erfüllt

$$-Uq\,dz\left(\frac{dp}{dx} + \eta \frac{dP}{dx}\right) = -V$$

Daraus folgt:

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{U-V}{U+V} \cdot$$

$U$ und $V$ sind die in Centimeter pro

auf den kleineren Druck $p_2$, so leistet es dabei, wie wir
haben (vgl. S. 555) die Arbeit:

$$A = RT\ln\frac{p_1}{p_2}.$$

Geht ein Strom durch die Berührungsfläche zweier I
zwei einwertigen Ionen bestehenden Elektrolyten, z. B. HCl
einen Lösung den osmotischen Druck $p_1$, in der anderen den
$p_2$ haben, so werden dabei die Kationen in der Stromrich
entgegengesetzt geführt, und zwar im Verhältnis ihrer Wand
keiten. Geht im ganzen ein Grammäquivalent hind
$\frac{l_K}{l_K+l_A}$ Äquivalente Kationen vom osmotischen Druck $p_1$
Das entspricht der Arbeitsleistung:

$$A_K = \frac{l_K}{l_K+l_A} RT\ln\frac{p_1}{p_2}.$$

Die den entgegengesetzt wandernden Anionen entsp

$$A_A = \frac{l_A}{l_K+l_A} RT\ln\frac{p_2}{p_1},$$

die Gesamtarbeit also:

$$A = A_K + A_A = \frac{l_K - l_A}{l_K+l_A} RT\ln\frac{p_1}{p_2}$$

womit wir, da bei vollständiger Dissoziation $\frac{p_1}{p_2} = \frac{\eta_1}{\eta_2}$ is
anderem Wege abgeleiteten Ausdruck wiedergefunden ha
Wird nicht Strom von außen durch die Grenzfläche
sondern die Kette in der Weise, wie es das oben angefüh
beispiel zeigte, geschlossen, so fließt natürlich der Strom
welcher Arbeit geleistet wird, d. h. wenn $l_K > l_A$, im Si
trierten zur verdünnten, ist $l_K < l_A$ von der verdün

Man bezeichnet diese Zahl al…

man sie in den Ausdruck der el…

zugleich durch Division mit 0,4…
Briggschen Logarithmus um, so…

$$RT\ln\frac{p_1}{p_2} = \ldots$$

Für Zimmertemperatur $T$…

der gesuchte Wert für die elektrom…

$$E = \frac{l_K \ldots}{l_K + l \ldots}$$

d. h. bei einem Konzentrationsverhä…
ziiert angenommenen) Lösungen d…

Elektrolyten ist $E = \frac{l_K - l_A}{l_K + l_A}$ 0,…

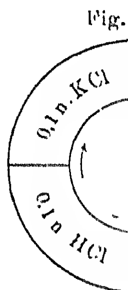
100 : 1 ist $E = \frac{l_K - l_A}{l_K + l_A}$ 0,058 . 2…

Handelt es sich nicht um ein…
werden von jedem Grammion…
$n$ . 96540 Coul. Aus der Ableitun…
daß die Gleichung dann lauten m…

$$E = \frac{l_K \ldots}{l_K + l \ldots}$$

Der Fall, daß nicht versch…
Elektrolyten, sondern Lösungen…
der — was den Sinn der entsteh…

Aus der Tatsache, daß die Elektroden in den Flüssigke… Anteil an der Erzeugung der elektromotorischen Kraft habe… möglich sein muß einen nur aus Flüssigkeiten bestehenden Kreis zu bilden, in welchem, bis zum Ausgleich der Konzentrationen, ein Strom fließt. Man könnte sich so (Fig. 495a) die Lösungen in dem zuletzt besprochenen Element angeordnet denken: Die durch die kleinen Pfeile angedeuteten Kräfte heben sich gegenseitig auf; der Strom würde in Richtung des großen Pfeiles kreisen. Es besteht also für solche Flüssigkeiten nicht das Voltasche Spannungsgesetz, nach welchem ein Stromkreis, der nur aus Metallen besteht, bei konstanter Temperatur keinen Strom geben kann.







Die Existenz eines Stromes in einem nur aus Flüssigkeiten bestehenden Kreise läßt sich in einer von F. Dolezalek u. F. Krüger[1]) angegebenen Versuchsanordnung demonstrieren.

Ein ringförmiges, 6 cm weites Glasgefäß mit der aus der Fig. 495b ersichtlichen Öffnung, wird bis zur Hälfte mit 35 proz. Schwefelsäure gefüllt. Auf oben schwimmende Korkscheiben bringt man sodann mit Hilfe von Pipetten einerseits, etwa 2 cm hoch, eine 30 proz. Natriumacetatlösung; andererseits bis zum Schließen des Ringes 20 proz. Lithiumchloridlösung. Als elektromotorische Kraft dieser Kette berechnet sich ungefähr 0,065 Volt. Zum Nachweise des in dem Kreis fließenden Stromes dient ein kleines Magnetsystem, welche… 3 cm langen Quarzfaden oder Wollastondraht hängt in ein… vorn mit einem Glasfenster versehenen Kupferhülse. Das Ma… einen Spiegel, der einen Lichtzeiger auf eine Skala wirft. … Flüssigkeitsring über das Magnetsystem, so erhält man eine… beim Umdrehen des Ringes um ebensoviel nach der anderen … Durchschütteln und Vermischen der Lösungen erfolgt kein …

§ 175. **Metallelektroden.** **Die Lösungstension de…** die osmotische Theorie auch auf den Fall anzuwenden, daß … auflösen oder abscheiden, hat Nernst den Begriff der ele… Lösungstension eingeführt. Bringt man festen Zucker…

Dann hemmt der osmotische Druck des gel
weitere Auflösung. Entsprechend der Nat
Druck aufgefaßt wird, nehmen wir die den
ebenfalls als einen Druck an und schreiben
druck oder, nach der Bezeichnung von Ne

Stellt das Schema Fig. 496 einen fest
Lösung eintaucht und ist die Länge des
richteten Pfeiles $P$ ein Maß für die Lösung
der Vorgang der Auflösung beendet, wenn
gesetzt wirkenden osmotischen Druck darst
Die Lösungstension $P$ ist eine nur von der
von seiner Menge abhängige Größe; sie wi
noch fester Stoff vorhanden ist. Hat ma
gestellt und bringt sie mit dem festen Stof
kristallisiert umgekehrt so viel aus, bis
$P = p$ erreicht ist.

Ist nun der feste Stoff nicht von der
in Lösung undissoziierte Moleküle bildet u

Fig. 496.

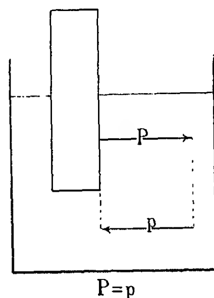
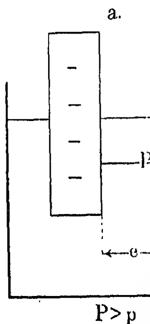



Fig. 497 a.




welches in Lösung in beide Arten von I

Bringt man umgekehrt das Metall in eine Lösung,
von dem Metallsalz enthält, daß der osmotische Druc
bereits jene Gleichgewichtskonzentration $p = P$ überste
so scheiden sich positive Ionen auf dem Metall ab und d
geladen, während die Lösung negativ geladen zurückblei
die elektrostatische Anziehung der räumlichen Trennung
täten und damit dem Fortgang des Vorganges entgegen
gewicht ein, wenn, wie es die Fig. 497 b veranschaulicht
Anziehung $e$ gleich der Differenz $p - P$ geworden ist (s

Ist endlich von vornherein $P = p$, so ist das Syst
und es zeigt weder Metall noch Lösung elektrische L
Fig. 496 veranschaulicht.

Auf jeden Fall aber kann die beim Eintauchen in ei
Auflösung oder Abscheidung von Metallionen nur min
Ladung der Ionen ist eine so große (vgl. S. 492), daß sc
sehr geringer Mengen die elektrostatische Anziehung z
steigen läßt, daß der Fortgang des Vorganges gehemmt

Als einen experimentellen Beweis der Anschauung v
Zustandekommen der Ladung eines in seine Salzlösung ge
man einen Versuch von Palmaer [Zeitschr. f. physik. Chem. 25, 265 (1898)] auffassen. Quecksilber hat eine sehr geringe Lösungstension. Es nimmt daher auch in einer verdünnten Lösung von Merkurosalz positive Ladung an, da sich — entsprechend der Fig. 498 — Merkuroionen auf ihm ausscheiden.

Würde man also, wie in beistehender Fig. 498 angedeutet, metallisches Quecksilber aus einem Trichter in solche Lösung eintropfen lassen, so würde ein im Trichter frisch sich bildender Tropfen sich positiv laden und daher negative Ionen aus der Lösung um sich sammeln, d. h. er würde im ganzen Quecksilbersalz aus seiner Umgebung an sich gezogen haben. Abtropfend würde er dieses nach unten befördern, wo
es an die Lösung wieder abgegeben wird. Palmaer

der Auflösung eines Metalls, welches einwer
Zimmertemperatur ($18^0$):

$$E = 0{,}058 \overset{10}{log}$$

Und wenn das Metall nicht einwertige, sond

$$E = \frac{0{,}058}{n} \overset{10}{lo}$$

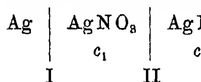
Statt des osmotischen Druckes $p$ führt
die diesem proportionale Ionenkonzentration
dann auch die Lösungstension des Metalls
wendete Nernstsche Formel für die elek
Elektroden lautet:

$$E = \frac{0{,}058}{n} \overset{1}{lo}$$

$E$ wird 0, wenn entsprechend dem Schema

**§ 176. Konzentrationsketten. Ä**
**tion *c*.** Die Lösungstension ist eine zunä
Metall charakteristische Konstante. Komb
die aus demselben Metall bestehen, aber in v
desselben Metallsalzes eintauchen, so kann
entstehenden Kette nicht von der an b
Lösungstension des Metalls abhängen, also
des Metalls. Sie hängt vielmehr unter Be
Ionen nur ab von dem Verhältnis der Ione

Eine Kette, bestehend aus zwei Silbere
nitrat der beiden Konzentrationen $c_1$ und $c$




weist drei Erre ungsstellen elektromotoris

Die Wanderungsgeschwindigkeiten sind für $l_{Ag} = 6$
(vgl. S. 510). Ist nun die Konzentration $c_1 = 0,1$ u
molekül pro Liter, so berechnet sich

$$E = -\frac{2 \cdot 60,8}{55,7 + 60,8}\ 0,058\ log\ \frac{0,}{0,0}$$

$$= -2 \cdot 0,522 \cdot 0,058 \cdot 1 = 0,06$$

Die Messung ergab 0,055 Volt. Nernst berechnet u
der unvollständigen Dissoziation der $AgNO_3$-Lösunge
Übereinstimmung mit dem gefundenen Wert.

Es ist für viele Zwecke erwünscht, die elektrom
Berührungsstelle der beiden Lösungen auszuschalten.
Nernst dadurch, daß man statt reinen Wassers als L
zu verdünnte Lösung eines gegen die Elektroden und
renten Elektrolyten benutzt. Stellt man so die beiden
einer etwa normalen Kaliumnitratlösung her, so ist
ganze Kette in gleichmäßiger Konzentration vorhand
die weitaus überwiegenden sind, so übernehmen diese
Stromes im Elektrolyten und der Unterschied der Ag
Berührungsstelle kann sich nicht geltend machen.
Kraft der Kette ist dann:

$$E = 0,058\ {}^{10}log\ \frac{0,1}{0,01} = 0,058,$$

für das Konzentrationsverhältnis 0,1 : 0,001 ist $E$ d
Für das Ansteigen des Konzentrationsverhältnisses
wächst die elektromotorische Kraft der Konzentration

Ein noch allgemeiner anwendbarer Kunstgriff
Potentialdifferenz an der Berührungsstelle ist die Z
starken Lösung eines Elektrolyten, dessen Ionen gleiche
digkeit haben, zwischen die zu prüfenden Lösunger
hat die Anwendbarkeit dieser einfachen Methode

gebogenen Teil, bringt vorsichtig Silberelektro mit einem empfindlichen Galvanometer mit Widerstand. Richtet man einen zweiten A Weise, nur mit $CuSO_4$-Lösungen im Verhä (vorher gut gereinigten) Kupferelektroden her, den halben Ausschlag wie im ersten Fall.

## § 177. Anwendungen der Nernstsc

$$E = 0{,}058 \overset{10}{\log}$$

erlaubt, durch Messung der elektromotorisch kette bei bekanntem $c_1$ die Bestimmung von den zahlreichen Fällen, in welchen die ana wäre, so bei der Löslichkeit sehr schwer lö AgJ usw. Kombiniert man eine solche durch gesättigte Lösung, deren Gehalt analytisch k schilderten Weise mit einer Silbernitratlösung die an den eingetauchten Silberelektroden gen

$$E = 0{,}058 \overset{10}{\log} \frac{c}{x}$$

So findet man z. B. für 0,001 n-AgNO 1,0 n-$KNO_3$) gegen gesättigte AgJ-Lösung

$$0{,}22 = 0{,}058 \overset{10}{\log} \frac{0{,}001}{x},$$

d. h. 1 Liter enthält $1{,}6 \cdot 10^{-8}$ Grammoleküle ist früher (S. 527) die Messung der Leitfähig schrieben worden; sie ergibt für Jodsilber küle im Liter.

Nur das in der Form freier $\overset{+}{Ag}$-Ionen in

die Bindung der Silberionen in Lösung durch die K
c, Cyankalium, Natriumthiosulfat usw. eine verschieden
zung einer solchen Lösung in einer Konzentrationsl
ten Art ergibt mit der Messung der elektromotorisc

tion der noch frei gebliebenen $\overset{+}{Ag}$-Ionen, auf die all
anspricht. Hat man so durch Potentialmessung die

Komplexbildner nach ihrer Fähigkeit angeordnet,
ing zu entfernen, so läßt sich voraussagen, ob durcl
ostanzen zu einer Silberverbindung der Übergang i
lor nicht, denn es muß sich stets die Verbindung mit

-Konzentration bilden.

nd Ostwald bei der Messung von 0,1 n-$AgNO_3$ gege
:

| | |
|---|---|
| iegen AgCl in KCl (wodurch nach S. 526 die Löslichkeit des AgCl noch herabgedrückt ist) . . . . . . | 0,: |
| iegen Silbernitrat in Ammoniak . . . . . . . . . . . | 0, |
| „ AgJ in KJ . . . . . . . . . . . . . . . . | 0,! |
| „ $KAgCy_2$ in KCy . . . . . . . . . . . . . . | 1,: |

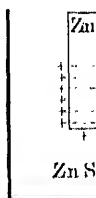
Chlorsilberniederschlag muß sich also in Ammoniak
Jodsilberniederschlag. Dagegen wird auch dieser i

Demonstration des geschilderten Verhaltens eignet sic
g. 499 zeigt. An die beiden Ansätze sind mit Quets
e Gummischläuche angebracht. In den ge-
Teil des U-Rohres wird Watte gestopft und
rnitratlösung bis unterhalb der Ansätze
ht. Zwei in die geraden Teile eintauchende
e als Elektroden sind mit einem empfind-
lvanometer und einem Stromschlüssel ver-

so gibt die elektromotorische K
tration. Damit ist eine Meth
bestimmen, ohne sie, wie bei
mit Hilfe der Wasserstoffkon
(vgl. S. 528) ermittelte Disso
der Konzentration von $\overset{+}{H}$-Ione
konstant (vgl. S. 529). Man
einer Lösung, deren $\overline{OH}$-Io
$\overset{+}{H}$-Ionen mißt. In einer 0,1
Konzentration der $\overline{OH}$-Ionen
erniedrigung der Lösung zeigt
die Konzentration der $\overline{OH}$-Io
gegen eine Lösung von beka
gegen 0,1 n-HCl, deren $\overset{+}{H}$-Io
gung sich zu 0,0924 berechne
Lösungen zeigen bei 25° di
motorische Kraft an der Ber
(nach der S. 566 abgeleiteten
und zwar wirkt sie der von
die von diesen allein herrühr
ist als die gemessene, also
konzentration in der Alkalilös

0,692

lädt sich, da es eine große Lösungstension besitzt, also p
Lösung entsendet, auch in konzentrierter Zinksulfatlö
Kupfer mit sehr kleiner Lösungstension ist auch in verd
lösung positiv. Beide Vorgänge, derjenige der Auflösun
der Abscheidung von Kupfer werden, wie bei Einführun
Lösungstension (S. 568) dargelegt wurde, durch die el
gehemmt. Verbindet man nun die beiden Metalle durch einen Draht, so gleicht sich der Potentialunterschied aus, die Hemmung ist aufgehoben und weiteres Zink löst sich auf, während weiteres Kupfer sich abscheidet und dieser Vorgang geschieht stetig, indem die positive Ladung von Kupfer durch den Draht zum Zink fließt.




Die elektromotorische Kraft des Elements setzt s
(wenn wir von der kleinen Potentialdifferenz der Flüs
Berührungsstelle der beiden Lösungen absehen) aus de
gesetzt gerichteten Potentialdifferenzen, welche sich an d
der beiden Metalle mit ihren Lösungen ausbilden. Es is

$$E = \frac{0{,}058}{2} \, {}^{10}log \frac{C_{Zn}}{c_{\overset{++}{Zn}}} - \frac{0{,}058}{2} \, {}^{10}log \frac{C}{c}$$

$$= \frac{0{,}058}{2} \left( {}^{10}log \frac{C_{Zn}}{C_{Cu}} - {}^{10}log \frac{c_{\overset{++}{Zn}}}{c_{\overset{++}{Cu}}} \right)$$

Wählt man die Lösungen von Zinksulfat und Kupf
Konzentration, so verschwindet das zweite Glied in der Klan
motorische Kraft ist lediglich gegeben durch das Verhältnis
von Zink und Kupfer. Es ist nun nicht möglich, die diesen C
Zahlenwerte anzugeben, wozu nach der oben gegebenen D

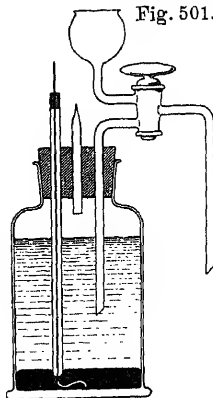
motorische Kraft des Daniellelements mit normalen

$$E = 0{,}770 - (-0{,}329) = 1{,}09$$

Die Tabelle der entsprechenden Werte für eine
tallen wird weiter unten bei der Besprechung der Z
Elektrolyte gegeben werden.

Natürlich ist es nicht erforderlich, zur Messu
selbst zu verwenden, sondern an ihre Stelle kann je

Fig. 501.



Wert gegen die Bezugsele
Besonders häufig bedient man
elektrode, für welche die F
Form angibt

Quecksilber ist mit etwa
darüber befindet sich eine No
Ein Heber erlaubt, die Elekt
zu verbinden und durch den
des Dreiweghahnes der Hebe
lösung wieder ausgespült wer
Quecksilber geschieht durch
führung durch die Lösung in
Platindraht. Das Potential
die Normal-Wasserstoffelektro

Das negative Vorzeichen bedeutet wie vorher beim
in der Kombination die Lösungselektrode ist.

Einfluß der Ionenkonzentration. Der
für das Daniellelement bezog sich auf beiderseits
trationen. Aus der Formel S. 571 ist ersichtlich, da
$\overset{++}{Zn}$-Ionen um eine Zehnerpotenz, also auf 0,1 norma
motorische Kraft um $\frac{0{,}058}{2} = 0{,}029$ Volt zunehme
++

…zentrationsketten bezüglich der Elektroden. Änderung vo…

…ngekehrtes Daniellelement, in welchem Kupfer sich lö… wird.

**Konzentrationsketten bezüglich der Elektroden.**

Die Lösungstension $C$ ist eine für jedes Metall chara… …, Änderungen der Potentialdifferenz gegen eine Lösu… Beeinflussung von $c$, der Ionenkonzentration herbeigefü… besonderen Umständen hat man es in der Hand, auch $C$ … …ierte Platinplatte, welche mit Wasserstoff beladen ist, … aus metallischem Wasserstoff bestände. Die Konzen… … im Platin ist nach dem **Henry**schen Absorptionsgese… …portional seinem Drucke. Dementsprechend ändert sic… des Wasserstoffs, in Lösung zu gehen mit dem Drucke. … dadurch herabsetzen, daß man dem gegen die Pla… Wasserstoff ein indifferentes Gas, etwa Stickstoff, beimen…

… eine solche Elektrode in derselben Lösung von der… …on $c$ mit einer anderen, gegen die Wasserstoff bei Atmos… …rd, so entsteht ein galvanisches Element, dessen Energ… …schied des Wasserstoffs in den Elektroden ist. Es a… …gleich dieses Unterschiedes, woraus sich die Stromricht… … geht an der Elektrode mit dem höheren Druck als p… und scheidet sich an der anderen ab. Setzen wir … …rstoffs dort $C_1$, hier $C_2$, so ist die elektromotorische … der gegeben durch die Differenz der Einzelpotentia… …oden gegen die Lösung:

$$E = \frac{RT}{2} \cdot ln \frac{C_1}{c} - \frac{RT}{2} \cdot ln \frac{C_2}{c}$$

Hier, wo die Arbeit nur vom Au...
muß umgekehrt die Ionenkonzen...
entsprechend:

Nicht nur bei Gasen, sond...
Konzentrationsketten bezüglich d...
ein unedleres Metall, etwa Zink...
Potential-bestimmend gegen die...
derselben Cadmiumsulfatlösung...
schiedenem Cadmiumgehalt gegen...
unter Ausgleich des Cadmiumgeh...
gehen $\overset{++}{Cd}$-Ionen in Lösung un...
Solche Ketten sind vielfach unter...
von G. Meyer[2]) und von Th. W...
resultate von verdünnten Lösung...
insbesondere die letzte Arbeit d...

wo $C_1$ und $C_2$ die Konzentration...
Wie aus den obigen Ausführung...
geht, ist in der Formel die V...
Quecksilber zweiwertig, d. h. ...
Übereinstimmung der Resultate...
atomigkeit. Dieses Ergebnis steht...
Druckes von Metallen in Quecksilb...

Die Formel ist, wie die genau...
Lösungen des einen Metalles im...
der Bedingung, daß das Verhä...

dieser letzten Art wurden Wasserstoffkonzentrationsket
konzentrationsketten besprochen. Eine Kombination dies
Knallgaskette. Grove, welcher sie 1839 zuerst untersu
in Fig. 502 abgebildete Form.

Ein Glas *V*, welches mit drei Hälsen versehen
dünnter Schwefelsäure gefüllt. In die beiden seitlichen
schließende Korke die Glasröhren *O* und *H* eingesenkt. Diese Glasröhren sind unten offen, oben geschlossen; in dem oberen Ende ist ein Platindraht eingeschmolzen, welcher oben ein Platinnäpfchen, unten ein fast bis zum unteren Ende der Röhre reichendes Platinblech tragt, welches mit Platinmohr überzogen ist. Sind die beiden Röhren eingesetzt, so werden sie zunächst mit verdünnter Schwefelsäure dadurch gefüllt, daß man den Hals bei *B* schließt und dann das ganze Gefäß umkehrt. Nachdem beide Röhren mit der Flüssigkeit gefüllt sind, läßt man in die eine mittels eines durch die Öffnung bei *B* eingeführten Gasentbindungsrohres Sauerstoffgas, in die andere Wasserstoffgas aufsteigen.




Die Knallgaskette arbeitet in der Weise, daß aus den Gasen an den Elektroden die Ionen des Wassers sich bilden, an der Wasserstoffelektrode $\overset{+}{H}$-Ionen, an der Sauerstoffelektrode OH-Ionen, und zwar müssen beide Wirkungen, da die in
Lösung gehenden Ionen entgegengesetzt geladen sind, als
richtung hervorrufen, sich addieren. Die elektromotori
abhängig von der Lösung sein, in welcher beide Elektr
groß also z. B. in Natronlauge und Schwefelsäure, wie das
angeben. Denn da in allen wässerigen Lösungen das Pro
und der OH-Ionen einen konstanten Wert hat (vgl. S.
beim Übergang von Säure zu Alkali das Potential der
um ebensoviel ansteigen, wie das der Sauerstoffelektrode

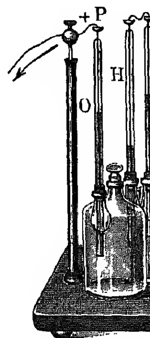
W s die Größe der e ektromotorischen Kraft der Kn

Die Berechnung der
geht von dem Gedanken a
und Sauerstoff von Atmosph
welchen Wasserstoff und S
Wasserdampf besitzen. Di
Die damit erlangte Ken
$2\,H_2 + O_2 \rightleftarrows 2\,H_2O$ erlau

anzuwenden und das Erge

Alle Messungen d
Maximalwerte von 1,15
Abweichung konnte bish
an der Sauerstoffelektro
des gesuchten gemessen
an anderen Elektroden

Zur technischen Ar
gezogen werden können.
von Knallgaselementen,



rode eines Elements zu verwenden. Daß sie unter h
len anodisch mit dem elektrochemischen Äquivalent $\frac{12}{4}$
des Faradayschen Gesetzes gelöst wird und aus solch
er abgeschieden werden kann, ist von Coehn [1]) gezeigt
, daß diese Auflösung elektromotorisch wirksam gemacht
echnische Ausgestaltung scheitert aber daran, daß molek
äge reagiert, um als Gegenelektrode verwendbar zu sein
der hier geeigneten wirksameren Oxydationsmittel aber
and erfordert. Der zweite Weg ist die Verwendung vo
verzichtet dabei auf die Energie, welche der Verbrennu
enoxyd entspricht und versucht dieses in einem Gaseleme
egenelektrode elektromotorisch wirksam in Kohlensäu
Haupthindernis eines technischen Erfolges ist hier das
gen Fall. Einen bemerkenswerten Erfolg auf diesem We
rch erreicht, daß er die Reaktionsträgheit der benutz
peraturssteigerung überwand. Als Elektrolyten benutz
zten Glas, das an beiden Seiten mit Platin als Elektrode
hen einerseits Luft bzw. Sauerstoff vorübergeleitet wu
enoxyd. Die elektromotorische Kraft, etwa 1 Volt, e
Kenntnis des Gleichgewichts der Reaktion berechneten.

**§ 182. Oxydations- und Reduktionsketten.** Die Dis
die Begriffe der Oxydation und Reduktion, welche sich
Aufnahme und die Entziehung von Sauerstoff bezogen,
d wies darauf hin, daß, soweit Ionen im Spiele sind, jede
nahme von positiver (bzw. Abgabe negativer) Ladung v
ien umgekehrt unter Abgabe positiver (bzw. Aufn
ungen. Man ist übereingekommen, auch dort, wo es sic
ne oder Abgabe von Sauerstoff handelt, die entsprech

duktions- und Oxydationsvorgang örtlic
Lösungen also etwa durch eine indiffe
in jede eine Platinelektrode bringt. W
draht verbunden, so gehen die von dem
Ladungen auf dem Wege durch diese V
Aufladung noch fähigen $\overset{++}{Fe}$-Ionen über
heit der beiden Lösungen an den un
Potentiale aufgezwungen sein, deren D
draht auszugleichen strebt und durch
herstellt.

Während aber bei allen bisher bes
Metallelektroden und Gaselektroden mit
der Vorgang ihrer Aufladung nach
erschien, indem beim Eintauchen der E
dem Verhältnis von Lösungstension u
Ionen sich bilden oder abscheiden,
nicht unmittelbar ersichtlich, wie dies
Ladungstransport beim Übergange von
die Aufladungserscheinungen bei ihrer
an Materie gebunden. Nernst zeigte
Aufladung unangreifbarer Elektroden
wie Kaliumpermanganat und Reduktio
ist. Er nimmt an, daß diese beiden
Wasserstoff beladen. In der Tat gibt
getauchte platinierte Platinplatte mit V
Entwickelung beladen, z. B. Chromchlor
es Oxydationsmittel, welche Sauerstoff
lösungen. Andererseits konnte z. B. b
nicht bis zur sichtbaren Gasentwickel
stoff dadurch nachgewiesen werden[1]), c

gegen die Normal-Wasserstoffelektrode (unter Ausschalt
der Berührungsstelle der beiden Lösungen) ein Potenti
so muß Zinnchlorür in normal-saurer Lösung gegen
um etwa 0,8 Volt verschiedenes Potential zeigen. Denn d

Lösung das Produkt der Konzentrationen $[\overset{+}{H}].[\overset{-}{OH}] =$

... ist in Normalsäurelösung, wo also $[\overset{+}{H}] = 1$ ist, [

Normal-Alkalilösung, wo $[\overset{-}{OH}] = 1$ ist, $[\overset{+}{H}] = 10^{-14}$
Ionenkonzentration um eine Zehnerpotenz ändert sich
Elektrode bei Zimmertemperatur um 0,058 Volt, also he
Säure zur Alkalilösung um 14.0,058 = etwa 0,8 Volt. In
Potentialdifferenz beider Lösungen 0,797 Volt. Es ist d
Wert, den wir S. 574 für die Säure-Alkalikette mit
funden. Die Verhältnisse sind auch vollkommen ident
die Elektroden mit gasförmigem Wasserstoff von Atmo
waren, während sie hier nur mit Wasserstoff von dem
Reduktionsmittel Zinnchlorür entspricht, beladen sind.
Fallen nur die Lösungstension $C$ des Wasserstoffs vo
Alkalikette aber als Wasserstoff-Ionenkonzentrations
0,8 Volt bei Gleichheit von $C$ an beiden Seiten des
von dem Absolutwert von $C$.

Diesen Wert von $C$, im vorliegenden Falle der D
die Gasbeladung der Elektrode erfolgt, muß bei derselb
Konzentration ansteigen und muß herabgesetzt werden
dukt, welches in der Lösung bei dem Vorgange der
Belädt z. B. Ferrosulfat eine Platinelektrode mit Wa
sulfat entsteht,



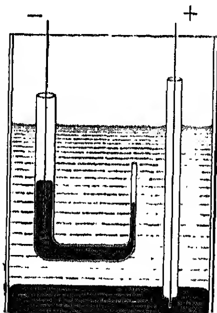
$$2\,\overset{++}{Fe} + 2\,\overset{+}{H} = 2\,\overset{+++}{Fe} + H_2,$$

so muß dieser Vorgang nach dem Massenwirkung
Gleichung von links nach rechts verschoben werde

**§ 183. Quecksilberelektroden. Elek**
die Messungen der elektromotorischen Kraft
lösungen auf einen willkürlichen Wert bezoge
von Nernst auf eine Wasserstoffelektrode in
Lösung, deren Wert gleich Null angesetzt
Potentialsprung Metall | Flüssigkeit selbst angel
einem einwandfreien Abschluß nicht geführt, a
praktisch wichtiger Resultate gefördert. Sie
Bewegungserscheinungen, die man an Quecksil

Bringt man in ein Uhrglas einen Tropfen
verdünnter Schwefelsäure, der wenige Tropfe
bichromat zugesetzt sind, und berührt den Ra
einem in die Säure eingetauchten blanken Eise
gerät der Tropfen — indem er herzförmige
mäßige Schwingungen, welche stundenlang an
W. Kühne herrührende Versuch ist nach G.
zuführen, daß durch die kathodische Pola
silber in dem Element Eisen, Säure, Quecksilb
spannung erhöht wird: es zieht sich zusamm
Oxydationsmittel hebt
wieder auf: die Oberflä
Verbrauch des ihr unn
bichromats durch erne
wieder verkleinert zu w

Fig. 504.




Reiner als in die
Zusammenhang zwische
Polarisation in der einfa
demonstrieren. Ein Maß
des Quecksilbers ist die
Kapillare erfährt, die m
muniziert. Ein U-Rohr

i weiterer Steigung der elektromotorischen Kraft sinkt die
annung wieder und der Quecksilberfaden steigt wieder in
f. Trägt man in ein Koordinatensystem die Spannung als

Fig. 505.

0,3 0,5 0,7 0,9 1,0 2,0

n Wert für die Oberflächenspannung als Ordinate ein, so er
rabel, deren absteigender Ast abweicht: die sogenannte L
rve (Fig. 505).

Lippmann konstruierte auf Grund der von ihm gefunde
it zwischen elektromotorischer Kraft und Oberflächenspannung
ktrometer, Fig. 506.

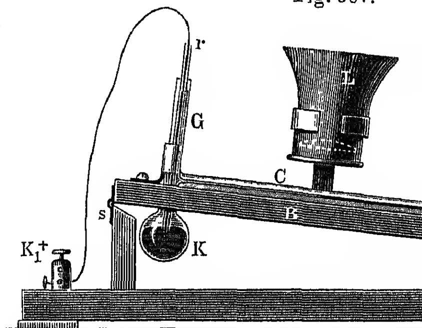
Fig. 506

In das Glasgefäß *B*, wel-
es im unteren Teile mit
ecksilber, darüber mit ver-
nnter Schwefelsäure gefüllt
, taucht das 1 m lange, 7 mm
ite, unten in ein 10 mm
nges Kapillarrohr ausge-
gene und umgebogene Glas-
hr *A* ein. Dieses kommuni-
rt durch einen Kautschuk-

Beim Gebrauch verbindet man zuerst
differenz auf 0 zu bringen, treibt etwas Queck
indem man mittels der Schrauben $V$ komprimier
druck wieder her und stellt das Mikroskop a
verbindet man die Klemmen $\alpha$ und $\beta$ mit den I
zu messen ist, und zwar $\alpha$ mit dem kathodis
zurück. Man dreht nun bei $V$, bis der Menisk
genommen hat, und liest am Manometer die D
ment wird mit bekannten Potentialdifferenzen

Das Instrument hat in dieser Form besc
physiologischen Untersuchungen gefunden, bei v
änderungen von elektromotorischen Kräften
der photographisch registrierten Kurve der
in kurzen Zeitteilen auftretende Änderung der
stimmt. Die untere Empfindlichkeitsgrenze des
nach Einthoven 0,013 Millivolt; die dabei er
läßt das Instrument nur träge reagieren. Man
weniger empfindlichen, dafür aber rascher reag

Fig. 507.

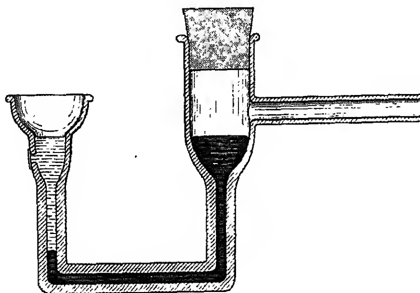


ı verkleinern sucht, eine Gegenwirkung erfährt durch die elekt
olche sich bei Berührung des Quecksilbers mit der Lösung a
er Fig. 508, welche die Vorstellung der entstehenden „Dopp
nschaulicht, ist unmittelbar zu ersehen, daß die Abstoßung d
eladenen Teile die Oberfläche dehnen muß. Führt man nu
eladenen Quecksilber durch kathodische Polarisation negative
ı werden die positiven Ladungen neutralisiert, das Quecksilbe
nd mehr seine Gestalt allein von der Kraft der Oberflächens
ie Oberfläche verkleinert sich. Und dies geschieht so lange, bi
eutralisation eingetreten ist. Wird dann noch höher kathodis
olarisiert, so bekommt das Quecksilber negative Ladung; je
oßen diese Ladungen sich ab und die Oberfläche vergröß
ch wieder. Im Maximum der Oberflächenspannung i
ie Potentialdifferenz zwischen Quecksilber und L
ung verschwunden. Wenn wir also bei der Anordnung d
ig. 504, S. 581 die Potentialdifferenz von 0,95 Volt brauchte
m das Quecksilber in der Kapillare bis zum Maximum der Ob
ächenspannung und damit bis zum Verschwinden des Potenti
rungens an dieser Stelle zu polarisieren, so erhält das im Lic
hauung den Sinn, daß die große Quecksilberfläche gegen
ie Potentialdifferenz von 0,95 aufweist. Es wäre damit das F
nen Potentialsprung Metall | Lösung nicht nur mit einem an
leichen, sondern unabhängig zu bestimmen.

Die osmotische Theorie hat nun, wie wir ausführlich da
ezeigt, daß die Potentialdifferenz Metall | Lösung, außer von
Metalles, abhängig ist von der Konzentration der betreffenden
er Lösung. Der Wert Quecksilber | Schwefelsäure ist also eigen
efiniert; er findet sich in praxi nur dadurch immer wieder,
nittelbar am Quecksilber unter Mitwirkung des Sauerstoffs de
urg) eine gesättigte Lösung von Merkurosulfat bildet. In
t das Quecksilber — bei der Kleinheit seiner Lösungstension

lichen Öffnung unter dem Trichter, entf
sie durch Kaliumnitrat mit etwas Chlork
liche Menge von Merkuroionen wird
Merkurochlorids noch herabgesetzt: d
wie bei kathodischer Polarisation vergrö
sich zurück. Dies geht noch weiter, w
etwas Cyankalium bringt, weil sich hi
bildet. Durch Zusatz von konzentriert

Fig. 509.



lassen. Jedoch] hat Rothmund[1]) die
dehnen können, indem er ihre Amalg
im allgemeinen aus der Lage des Maxim
Nullpunkt“ ergab.

Tropfelektroden. Ebenso, w
Ladungen des Quecksilbers seine Oberf
fläche also verkleinert wird, muß umg
eine mechanische Dehnung der Oberflä
differenz Metall | Lösung herbeiführen
gleichartigen Ladungen auseinanderge
daraus, daß eine rasch abtropfende, ih
begrenzt vergrößernde Quecksilbermas

schnell. Die positiven Ladungen ziehen die negativen Io
an und so führt jeder fallende Tropfen Quecksilbersalz au
Tropfelektrode zu dem Quecksilber am Boden. Wie s
wurde, gelang es Palmaer in der Tat, diese Konsequen
Anschauung als zutreffend zu erweisen. Der Effekt dau
der Tropfstelle $P = p$ geworden ist, bis also keine Pote
silber | Elektrolyt mehr vorhanden ist.

Die Methode der Tropfelektroden zur Potentialme
wald[1]) und von Paschen[2]) ausgearbeitet worden.

Die weitere Prüfung der beiden Methoden hat jedo
besprochene fundamentale Frage damit noch nicht gelö
allgemeinen erfüllt die zu stellenden Forderungen:

a) In derselben Lösung fällt das Potential der
demjenigen zusammen, welches dem Maximum der
entspricht.

b) In verschiedenen Lösungen liegt das Maxim
spannung nahezu gleich hoch.

Das Potential aber, bei welchem es eintritt, ist v
um dieselbe Differenz, die man als Potentialdifferenz
welche aus Quecksilberelektroden mit den betreffend
bildet wird. Beides gilt aber nur für verdünnte Lös
typischen Salze, das sind solche, in welchen das Metall
handen ist. Geht man aber zu Komplexsalze bilden
wie KJ, KCN, KCNS usw., so zeigt sich:

a) Das Maximum der Oberflächenspannung ist nich
in einfachen Lösungen, sondern wird mit zunehmender

b) Zwar stimmen für jede Lösung noch das Potenti
und dasjenige für das Maximum der Oberflächenspa
überein, die verschiedenen Lösungen gegeneinander

der in verdünnten Lösungen typische
des Potentials mit großer Annäherung

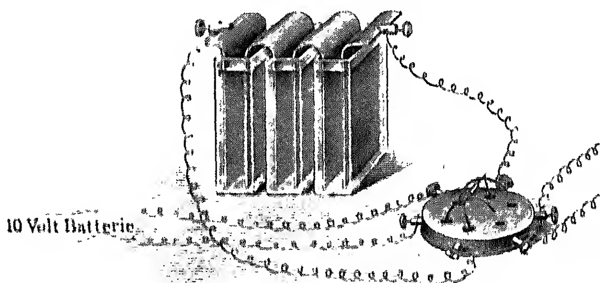
**§ 184. Akkumulatoren.** Für
zu technischen Zwecken, welche größe
bisher bekannten galvanischen Element
liefernden Stoffe und der Notwendigk
nicht geeignet. Dagegen finden gal
wendung für die Aufspeicherung el
oder Akkumulatoren.

Der einfachste Vorgang der galv
einen solchen Akkumulator: Platinpl
laden sich bei Stromdurchgang mit
entstandene Knallgaselement liefert St
sich unter Wasserbildung wieder au
Platinelektroden für die Gase und son
ist aber nur sehr klein. Man kann s
Platins schwammiges Platin anwendet,
Collardeau einen solchen Akkumula
beutel gestopfter und mit Platindräh
schwamm als Elektrode diente; überd
Gase noch dadurch gesteigert, daß
gebracht wurde. Der Nutzeffekt diese
geladenen Strommenge beträgt 95 b
lich der hineingeladenen Energie (Sp
geringer, da beim Laden etwa 1,7 V
Entladung nur eine Spannung von etw

Der heute am meisten in Gebrau
auf eine Beobachtung, welche Ritte
Tragweite klar erkannte. Bleiplatten
bei Stromdurchgang so verändert, daß

kennen die Endplatten entweder mit einer Akkumulato
Elementen oder mit einer kleinen 6 Volt-Glühlampe verb
läßt zuerst erkennen, daß die Glühlampe, in Verbindung
keinen Stromdurchgang anzeigt; nach Aufladung der Pla
kunden erfolgt bei Einschaltung der Glühlampe ein kurz
man völlig abklingen läßt. Und nun zeigt sich, daß

Fig. 510.




durchgang von 30 Sekunden die Kapazität der immer w
lampe entladenen Bleiplatten andauernd steigert, so d
Ladezeiten entsprechende Aufleuchten von immer länge

Die Beobachtung der Platten während der Ladun
für den chemischen Prozeß, in welchem sich die Aufs
trischen Energie in Form chemischer Energie vollzieht
tiven Pol verbundene Bleiplatte färbt sich dunkelbra
superoxyd, $PbO_2$; an der negativen Elektrode wird
entwickelt. Nach dem Umschalten des Stromes wird
vorhandene Bleisuperoxyd zu feinkörnigem, schwamm
während an der anderen Seite die Auflockerung dur
superoxyd einsetzt. So dringen Oxydation und Reduk

oberflächenplatten", welche nur nach
einem sehr beschleunigten Verfahren,
als Anoden in chlorsauren oder überch

Fig

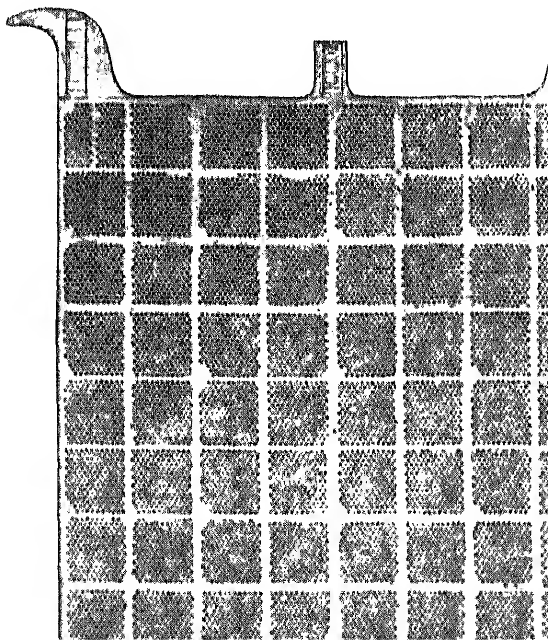


große Oberfläche bei geringstem Ma
Platten aus Bleirippen verwendet, wie
der Seitenansicht

halten und ihm dadurch seine für die Leistungsfähigkeit
rials erforderliche Porosität bewahren.

Die Energiemenge, welche so formierte Platten pro
des Akkumulators aufzunehmen vermögen, beträgt etwa 2,
Stunden (Watt-Stunden) für stationäre Akkumulatoren,
Gewicht nicht stört. Für transportable Akkumulatoren
die Energieaufspeicherung pro Kilogramm auch auf Kost
des Akkumulators höher zu treiben.

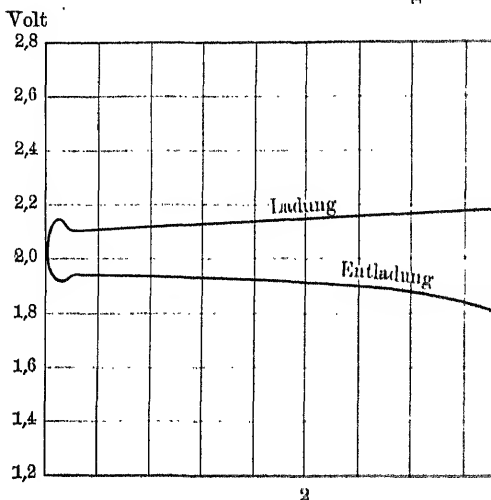
Fig. 514.



Abnahme bis auf 1,85 Volt. Ist die Spann
so erfolgt rasch ein weiterer Abfall bis
Akkumulators ist das Verhältnis der bei den a
von etwa 2,15 Volt für die Ladung und e
aufgenommenen und abgegebenen Energie
mulator 10,16 Stunden lang mit 5 Amp. gel
von 2,15 Volt, so hat er aufgenommen:

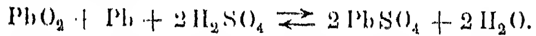
10,16 × 2,15 × 5 = 109

Fig. 515.




Wurde ihm nun bei der Entladung ein St
leren Spannung von 1,88 Volt so lange entz
abfiel, so dauerte das 7,35 Stunden. Der A

ımmenfassung dieser vier Gleichungen stellt die Gesamt
· in der Form:

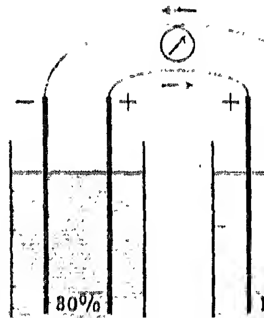


$$PbO_2 + Pb + 2H_2SO_4 \rightleftarrows 2PbSO_4 + 2H_2O.$$

eichung, von links nach rechts gelesen, gibt den Entl
rechts nach links den Ladungsvorgang. Man erkennt,
g Schwefelsäure gebunden und Wasser gebildet wi
o sich verdünnt, umgekehrt bei der Ladung. So ist es
rung der Säuredichte mit Hilfe des Aräometers den F
in beiden Richtungen zu beurteilen. Die übliche Sä
ı Zustande die Dichte 1,15, im geladenen die Dichte
ıige Gleichung, vom Standpunkte des Massenwirkungs
nach welchem die Vermehrung der Konzentrationen
las Gleichgewicht in Richtung nach der anderen Se
ribt, daß der Entladungsvorgang gefördert wird durch
ation. In der Tat steigt mit dieser die elektromotorisc
.tors.

ıngigkeit der elektromotorischen Kraft von der Sä
ı Dolezalek[1]) thermodynamisch auf zwei Wegen be
wie die Fig. 516 andeutet,
ulatoren von verschiedener
ogeneinander, so entlädt sich
er, $A$, indem der von niederer
, $B$, geladen wird. Der nach
mlieferung fähige Prozeß der
abination besteht nur darin,
ırchtritt von je 2.96540 Coul.
Schwefelsäure von $A$ nach $B$
eküle Wasser von $B$ nach $A$
verden. Diese Überführung
durch isotherme Destillation

Fig. 516.



die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizi
Säurekonzentration, so daß damit der Te

beiden gegeneinander geschalteten Akkun

Die Helmholtzsche Gleichung ergibt
des Systems:

$$\varDelta E = U +$$

Die auf beiden Wegen berechneten
unter sich und mit der gemessenen elek
Daraus ist zu schließen, daß die chemisc
maximaler Arbeitsleistung verlaufen, daß
reversibel arbeitet. In der Tat ist das
Entladung mit sehr geringer Stromdicht
praktische Irreversibilität, die in dem
bei der Ladung und Entladung hervortrit
trationspolarisation zu suchen. Wie die G
Vorgang im Akkumulator lehrt, steigt d
bei der Ladung und fällt bei der Entladun
vollziehen sich der Hauptsache nach inne
können sich nur langsam durch Diffusion
aber, wie wir oben gesehen haben, die
trierterer Schwefelsäure höher ist, so ist
und Entladung mit so geringen Strom
änderungen sich durch Diffusion ausgleic
begründete Reversibilität des Akkumulato
kann, während bei größeren Stromdichter
muß, als die Entladungsspannung.

Mit Hilfe der osmotischen Theorie h

bei Zimmertemperatur ($T = 273 + 18$) und mit Einse
Logarithmen:

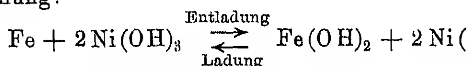
$$E = \frac{0{,}058}{2} \, {}^{10}log \, \frac{C_{Pb}}{c_{\overset{++}{Pb}}} \cdot \frac{C_{PbO_2}}{c_{\overset{--}{PbO_2}}} .$$

Die elektromotorische Kraft nimmt also sowohl bei
tration von $\overset{++}{Pb}$ wie von $\overset{--}{PbO_2}$ ab. Dementsprechend ist
in alkalischer Lösung, wo nach obigem die $\overset{--}{PbO_2}$-Konz
ist, wie auch in saurer Bleinitratlösung, wo die $\overset{++}{Pb}$-Ionen

Versuche mit anderen als Bleiakkumulatoren[1]) hab
dauerndem Erfolge geführt. Einige Zeit hat man auf
Sammler (Waddell-Entz-Akkumulator) große Hoffnun
und Kupferoxydul stehen einander in alkalischer Zin
Bei der Entladung geht Zink in Lösung und das Kupferox
reduziert. Bei der Ladung wird Zink aus dem Elektr
und das Kupfer oxydiert. Erfolgt diese Oxydation abe
hinaus bis zur Oxydstufe, so geht Kupfer in Lösung, d
und bringt dieses unter Wasserstoffentwickelung zur
Mangel konnte bisher nicht abgeholfen werden.

Von dem Schweden Jungner und von Edison wur
superoxyd-Akkumulator in Vorschlag gebracht. Die neg
aus schwammigem Eisen, die positive aus Nickeloxyder
sind in sogenannte „Taschen" aus perforiertem Nickel-
gebettet. Als Elektrolyt dient eine Lösung von Kaliumh

Bei dem Entladungsvorgang oxydiert sich Eisen zu
bzw. einem Hydrat desselben und das Nickeloxyd wir
$Ni(OH)_2$ reduziert. Förster[2]) gibt für die Vorgänge fo
Reaktionsgleichung:



$$Fe + 2\,Ni(OH)_3 \underset{\text{Ladung}}{\overset{\text{Entladung}}{\rightleftarrows}} Fe(OH)_2 + 2\,Ni($$

Er zeigt aber, daß zu diesen Vorgängen noch andere

Als ein Nachteil ist der star
entladenen Zustand anzusehen. V
entladungsperiode konstante Spa
Sinken statt.

Ein großer Vorteil aber, der
lators verwendete Mühe rechtfert
lator starke Widerstandskraft geg
zu weitgehende Entladung und g

**§ 185. Photochemische E**
zweier Metallplatten kann in ei
motorischen Kraft zwischen ihnen
Silberverbindungen durch Licht v
Silberplatten, die als Anoden in C
mit Chlorsilber überzogen ware
gegenübergestellt. Er fand, daß
entstand, in welchem die bestrahl
hielten sich Brom- und Jodsilber.
längen des Lichtes ergab sich d
Vorbelichtung der Silberhaloide
Spektralbezirk ebenso änderte, v
Verbindungen, so daß also die M

Vollkommen reine Metalle
Verbindungen aber nicht nur di
Oxyde. Nach Gouy und Rigoll
empfindliches Lichtelement. E
geeignet und ist in der Vorlesung
mit etwa 0,1 Proz. Chlornatrium
1 cm breite, blanke Kupferstrei
U-Rohres eingehängt werden kön
lichen unregelmäßigen Farben
braune Färbung eintritt. Die

a) Durch Bestrahlen des Halogensilbers entsteht freie
belädt die Elektrode und erzeugt so ein Oxydationspotentia

b) Wie Arrhenius bewiesen hat, nimmt die Dissoziat
silbers bei Bestrahlung zu. Die Vermehrung der Ionenkon
bestrahlten Grenzschicht veranlaßt eine Diffusion dieser Io
von geringerer Ionenkonzentration und führt so — bei Diff
rungsgeschwindigkeit von Kation und Anion — zu Diffusio

c) Endlich wirkt noch ein später bei den photoelek
nungen näher zu besprechender Effekt mit: die Entladung
Elektronen aus dem Jodsilber.

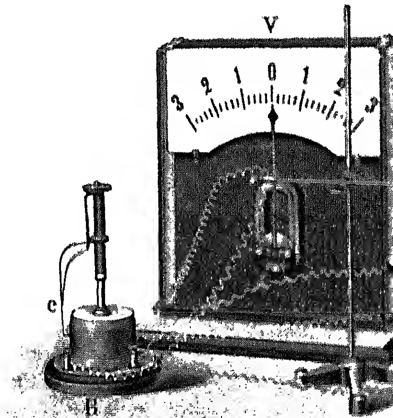
Speziell für das Jodsilber hat Scholl gezeigt, daß sic
ein neuer Stoff bildet, der zwar ebenfalls photochemisch e
von anderen und zwar längeren Wellen als das ursprünglic
dieses wandelt im Dunkeln sich der photochemisch erzeu
Als Resultat der beiden einander entgegenarbeitenden Vorg
Bildung und der Umwandlung des erwähnten Stoffes, ergi
Konzentration ein von Intensität und Farbe des einwirke
hängiger Gleichgewichtswert, der im Violett am höchsten, in
sten liegt.

**§ 186. Arbeitsaufwand bei der Elektrolyse. Zerset**
Die elektrolytische Lösungstension, wie sie bei Behandlung
nischer Elemente definiert wurde, gibt ein relatives Maß
der Stoffe, aus dem neutralen Zustand in denjenigen gelad
zugehen. Bei der Elektrolyse finden wir dieselbe Grö
gesetztem Vorzeichen wieder als diejenige Arbeit, welch
müssen, um die geladenen Ionen aus einer für sie normale
Zustand neutraler Moleküle überzuführen.

Le Blanc[1]) nannte Zersetzungsspannung eines

a) Man bringt in das Becherglas be
Lösung von Kupfersulfat und beginnt mi
meter bleibt in Ruhe bzw. geht nach kle
lage zurück, während man die am Voltr
etwa 1,3 Volt steigert. Bei etwa 1,35

Fig. 517




bleibender Ausschlag ein, der dann bei
rasch anwächst. Wir haben damit die
sulfats gefunden. Erst bei dieser setzt e

Fig. 517 b.

A

Kupf
Sauer

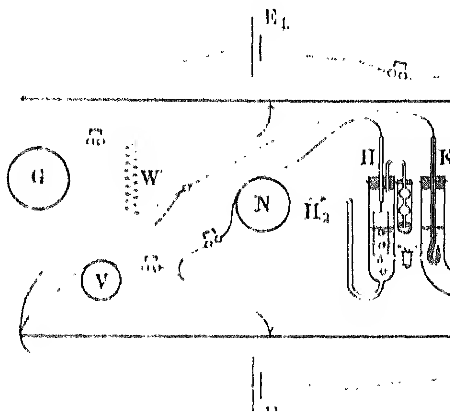
abscheidung aus normalen Lösungen. Nehmen wir nun, ganz ent- wie früher (S. 575), als Ausgangswert 0 für die Zählung der denjenigen des Wasserstoffs in einer für Wasserstoffionen normalen so würde der in Normalschwefelsäure gemessene Wert 1,68 dem vorgang zukommen, d. h. gegen eine Normal-Wasserstoffelektrode entwickelt sich aus normaler Schwefelsäure an einer Platinanode d stoff bei 1,68 Volt. Die drei erhaltenen Werte für die Kupfer-, W und Zinkabscheidung sind also in dieser Zählung:

| | |
|---|---|
| für Kupfer . . . . . . | $1,35 - 1,68 = -0,33$, |
| „ Wasserstoff . . . . . | $1,68 - 1,68 = 0$, |
| „ Zink . . . . . . . . | $2,45 - 1,68 = + 0,77$. |

Das negative Vorzeichen beim Kupfer bedeutet, daß Kupfer um **leichter** abscheidbar ist als Wasserstoff, das positive beim Zin daß dieses Metall um 0,77 Volt **schwerer** abscheidbar ist als W

Man hat so die Entladungspotentiale für eine größere Zahl von Ionen bestimmt. Um von dem Vorgange an der anderen Elektrode unbeeinflußt zu sein, mißt man nicht, wie in den obigen Versuchen, die Potentialdifferenz der beiden „Arbeitselektroden“, sondern mißt während des Stromdurchgangs zwischen diesen die Potentialdifferenz der einen zu untersuchenden Elektrode gegen eine

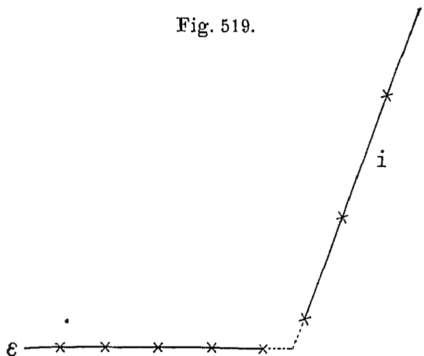
Fig. 518.



kein Strom. Mißt man für jedes einge
Galvanometerausschlag von $G$ und tr
Ordinate $i$ in ein Koordinatensystem
folgender Gestalt (Fig. 519):

Wir nennen diese Kurve eine Zers
gesuchte Zersetzungspunkt. Man erhä

Fig. 519.




die Galvanometerausschläge selbst, sondern
mische Kurve stellt sich dann als eine Gera
punkt zweier Geraden kenntlich.

Von besonderem, aber für näheres I
Interesse ist das genauere Studium des Verla
punktes. Die Gesetzmäßigkeiten des hier
sind von Nernst und seinen Schülern [M
sondere Eucken[1])] behandelt worden.

In der folgenden Tabelle sind einige
gestellt.

Zersetzungsspannungen für

Sind die Lösungen nicht normal für die betreffende Ionen
so ändert sich — genau in der früher bei den elektromotori
besprochenen Weise — die Zersetzungsspannung pro Zeh
0,058 Volt.

**§ 187. Praktische Anwendungen der Elektrolyse.**
analyse. Die Möglichkeit, die Metalle elektrolytisch abzusc
einer der einfachsten und bequemsten Methoden der quantit
ausgestaltet worden. Man bringt die zu analysierende L
gewogene Platinschale. Mit dieser als Kathode und einer Pl
Anode wird elektrolysiert, bis sich in einem herausgenommene
Lösung das Metall nicht mehr nachweisen läßt. In neuerer
man statt der Schale als Kathode meist ein engmaschiges Plat

Die mindestens anzuwendende elektromotorische Kraft ergi
Werten für die Zersetzungsspannung, z. B. für $AgNO_3$ (da sich l
am blanken Platin anodisch Sauerstoff entwickelt) — 0,77
— + 0,91 Volt. Dieser Wert gilt aber nur für eine norma
zunehmender Verdünnung — wie sie während der Elektroly
muß die elektromotorische Kraft in der oben angegebenen W
werden. Theoretisch müßte also zur vollständigen Ausfällung
große elektromotorische Kraft angewendet werden. Nun ne
„vollständig" die Ausfällung dann, wenn mit den üblichen
agenzien das Metall in der Lösung nicht mehr nachweisbar
z. B. mit Cl-Ionen. Hier ist also die „Vollständigkeit" 
erreicht, sobald weniger Ag-Ionen in Lösung sind, als in ei
AgCl-Lösung. Für die Berechnung der Ag-Ionenkonzentrat
früher zwei verschiedene Wege (S. 527 und 572) kennen
betrug für AgCl $1{,}04 \cdot 10^{-5}$. (Bei Anwesenheit eines Ü
Cl-Ionen ist sie noch entsprechend geringer.) Um soweit her
müßten wir die elektromotorische Kraft von 0,91 Volt ent
Unterschied der Konzentrationen in Zehnerpotenzen um etw

aber verschieden stark ändert, inden
talle zur Komplexbildung benutzt un
lysiert. So entspricht die Stellung
Lösungen ihrer einfachen Salze, Sulfa
d. h. Kupfer geht bei geringerer Spa
aber Cyankalium hinzu, so übertrifft
bildung diejenige des Kadmiums so
konzentration des Kupfers so stark,
der Spannungsreihe sich umkehrt:
aus Cyankaliumlösung zuerst Kadmiu

Bei anderen Metallen gibt ihre
oxyde abzuscheiden, die Möglichkeit
und Trennung, so bei Blei, Mangan,

Stark wasserzersetzende Metalle
Quecksilberelektroden als Amalgame
hier die verschiedene Tendenz der Me
benutzen. So lassen sich die gewicht
bestimmbaren Metalle Calcium, Stron
tativ trennen [1]).

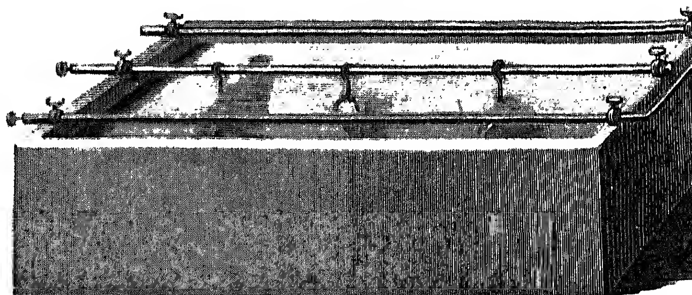
Ähnlich können die Anionen Cl
werden, indem man sie bei verschieden

Bei der in jüngster Zeit in Aufn
erreicht man die sehr erhebliche Abk
Stunden auf wenige Minuten durch st
des Stromdurchganges, wodurch ein
Elektroden vorgebeugt wird.

II. Galvanoplastik und G
bereits im Jahre 1836 darauf aufmer
Kupferplatte eines Daniellelementes
ein mikroskopisch genauer Abdruck
Spe er fast gleichzeitig auf den d

wird. Von der Graphitschicht gehen als Stromzuführung Kupfe
Zur Reproduktion in Kupfer senkt man die Form als Kath
schwach mit Schwefelsäure angesäuerte etwa 20 prozentige l
Kupfervitriol und stellt als Anode in einem Abstande von 10 bis
Kupferplatte gegenüber. Die Stromstärke reguliert man auf 2
Quadratdezimeter Elektrodenfläche, wobei man pro Stunde und Q
meter 3 g Kupferniederschlag erhält. Für sehr feine Arbeiten (
platten) nimmt man den Strom schwächer, bis zu 0,8 Amp. pro Q
meter. Damit der Niederschlag von einer Kupferplatte sich leic
wird diese vorher schwach galvanisch versilbert und zur Bildun
silber mit einer ätherischen Jodlösung übergossen. Es gelingt
Weise, Holzschnitte oder Kupferstiche mit aller Schärfe des Origi
vielfältigen, wodurch es möglich wird, von einer und derselben Pl
viele Abdrücke zu erhalten, ohne daß die späteren den früheren
Die Holzschnitte dieses Werkes sind mit solchen Kupfertypen ged

Fig. 520.



gestochene Kupferplatte hält bekanntlich nicht sehr viele Abdrüc
bedeutend zu verlieren; die späteren Abdrücke sind immer schle
ersten; daher der Wert der sogenannten Drucke „vor der Schrif

Es mögen hier einige Vorschriften folge[...]
Galvanostegie bewährt haben [1]).

Versilberung. 25 g gefälltes reines
einer Lösung von 25 g Cyankalium in 500 g W
verdünnt. Man arbeitet mit Silberanoden un
bis 0,0045 Amp./qcm. Kupfer, Messing und a
sich direkt oder nach vorhergegangener Ama
tauchen in eine Lösung von 20 bis 25 g Kaliu
Cyankalium in 1 Liter Wasser) versilbern.
verkupfert werden.

Vergoldung. Man unterscheidet kalte
goldung. Die erstere erfordert stärker gol
größere, die letztere für kleinere Gegenstände
7, für diese 2 g Goldchlorid (Goldchlorwassers
Wasser, fällt mit Ammoniak, filtriert, wäscht
ihn in 1 Liter Wasser, welches 15 g Cyank
mit Gold- oder Platinanoden und benutzt s
0,001 Amp./qcm. Die Gegenstände müssen
kupfert sein.

Vernickelung. Man löst 50 g Nicke
dazu eine Lösung von 20 g Zitronensäure, die
tralisiert ist, daß blaues Lackmuspapier noch
auf $^1/_2$ Liter verdünnt ist. Als Stromdichte i
geeignet.

Metallochromie. Auch anodische N
($PbO_2$, $MnO_2$, $Co_2O_3$) werden zur Verzierung
wendet. Sie sind durchsichtiger als Metalle
dünner Blättchen. Man demonstriert die sog
leicht in einer Platinschale, wie sie zur Elektr
hält eine Lösung von Bleinitrat und Essig
0,1 Amp. elektrolysiert wird, wobei die Schale

die sonst stark kristallinisch erscheinen, werden dadurch g
Der Grund scheint darin zu liegen, daß die Metalle an der Ka
Entladung zunächst in kolloidaler Form auftreten. Kolloid
auch durch die Anwesenheit anderer „Schutzkolloide“ in Lösun
dann durch den später zu besprechenden Vorgang der Elektr
Elektrode angepreßt werden.

III. Elektrometallurgie. In großem Maßstabe wird v
lyse zur Reinmetallgewinnung Gebrauch gemacht. Wenn
nungen, welche man z. B. für die Kupfergewinnung darauf
Anoden aus den Erzen unmittelbar aufarbeiten zu können, si
verwirklichen lassen, so benutzt man doch die Elektrolyse, u
Elektrotechnik als Leitungsmaterial benötigte reine Kupf
unter gleichzeitiger Reingewinnung der begleitenden Edelmeta
Für die Technik der Goldgewinnung war von größter Trag
führung des sogenannten „Cyanidprozesses“, bei welchem de
Gestein durch Auslaugen mit Cyankali das Metall bis auf di
weisbaren Spuren entzogen und sodann durch Elektrolyse g
wonnen wird. Es gelangten dadurch gewaltige Halden von A
früherer Aufbereitungsprozesse zu erneuter lohnender Verarb

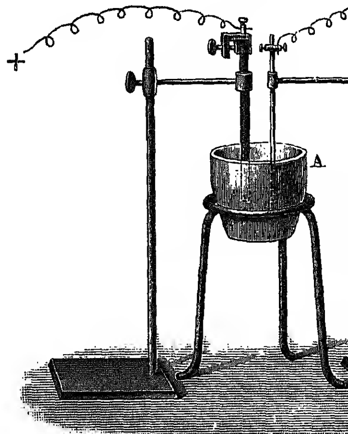
Für die Entwickelung der Chemie von großer Bedeutu
Jahre 1807 von Davy mit Hilfe der Voltaschen Säule gemac
der Zerlegbarkeit der Alkalien [1]. Davy fand nämlich, daß
und Erden, welche man für einfache Körper gehalten hatte,
wirkung des galvanischen Stromes in Sauerstoff und ein bis dah
Metall zerfallen. Das Metall des Kalis nannte er Kalium, da
wurde Natrium genannt.

Kaum waren die ersten unvollständigen Nachrichten
deckung verbreitet worden, als man an mehreren Orten d
Erfolg wiederholte. Das Wichtigste über die Versuche
28. Bande von Gilberts Annalen. Ermann und Simon in B
in Wien publizierten alsbald Näheres über die Art und Weis

man, nachdem mehrere solcher
Poldraht von dem Ätzkali zur
Draht anhängende Ätzkali und
Kaliumkügelchen zerstreut. T
Kügelchen in Wasser, so detonie
stoffs des Wassers oxydieren, wo
wieder verbrennt.

In ähnlicher Weise wurde N
die Alkalien als Metalloxyde erk
die alkalischen Erden, Kalkerde

Fig. 521.




Metalle seien. Sie wurden in de
Elektrolyse erhalten.

Bunsen hat die Alkali- un

In der Technik wird die Elektrolyse geschmolzener Salze b
Aluminiumgewinnung benutzt[1]).

Ein anderer Weg, um wasserzersetzende Metalle elektroly
halten, besteht in ihrer Abscheidung als Amalgame an einer Quecks

Zur Demonstration eignet sich der von Nernst angegeb
Fig. 522.

Als Kathode dient ein zusammenhängender Quecksilberstra
ein spiralförmig gewundener Platindraht, als Elektrolyt z. B.
Chlorkaliumlösung. Um das gebildete Amalgam vor dem Angriff
zu schützen, dient eine Schicht Chloroform. Das Amalgam t
Becherglas, mit Wasser übergossen zeigt es stürmische Wasserstoffe
Hat man dem Wasser einen Tropfen Phenolphtaleïnlösung zuges
die tiefrote Farbe die Bildung von Kalilauge an.

Aus Ammoniumsalzen wird an einer Quecksilberkathode
amalgam gebildet, welches sich bei Zimmertemperatur unter sta
vergrößerung zersetzt.

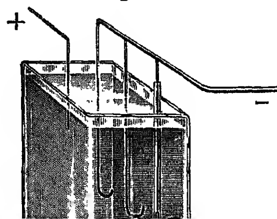
Auch andere Metalle als Quecksilber eignen sich dazu, wasse
Metalle vor dem Angriff des Lösungsmittels zu schützen. So lä
aus einer Lösung, die Magnesiumsulfat und Nickelsulfat enthält
rung von Nickel und Magnesium abscheiden[2]).

Eine dritte Methode zur Abscheidung wasserzersetzender M
die Verwendung nichtwässeriger Lösungsmittel. Löst man z. B. Li
in Pyridin, so wird das Metall leicht an einer Platinkathode aus

**§ 188. Wasserzersetzung. Überspannung.** Besond
nisse liegen bei der elektrolytischen Wasserzersetzung vor. Ku
sich aus Kupfersulfat reversibel, d. h. bei demselben Potentia
gegen eine Normalelektrode), welches eine Kupferplatte in Kupfe
Analog tritt Wasserstoffentwickelung bei demselben Potential
eine Wasserstoffelektrode (s. S. 573) in derselben Lösung a

Weniger einfach als beim Wassersto
Sauerstoff. Der zufällige Umstand, daß die I
zumeist mit Platinelektroden ausgeführt wu
Wert der reversiblen Entwickelung gelief
entwickelung findet aber erst bei einem un
statt, als eine Sauerstoffelektrode (Platin un
rend nämlich eine Wasserstoff- und eine
kette) gegeneinander die Potentialdifferen
findet die Wasserstoff- und Sauerstoffentwi
differenz der Platinelektroden von 1,67 V
von der Natur und Konzentration der ver
der Sauerstoffelektrode und also auch der
zukommende Wert ist aber — wie wir S.
sondern 1,23 Volt; dabei ist das Zurück
unabhängig vom Elektrodenmaterial. Dage
lung ähnlich stark, aber in ganz anderer
trodenmaterial und hat bis zu einer 0,05
den theoretischen Wert (1,23) geführt. Di
fundenen Werte für die Überspannung des
tallen bzw. deren Oxyden sind: Gold 1,75
1,65; Kadmium 1,65, Silber 1,63, Blei 1,53
(platiniert) 1,47, Kobalt 1,36, Nickel (blank

Fig. 523.




Während man
Platinelektroden
erhält man sie n
reits bei 1,28 Vo

Zur Demonstr
auf die in Fig. 517
an einem Vorlesun
die an der zu proj
die Überspannung

(vgl. S. 609), getrennt erhalten werden können. Läßt man d
und Chlor im Elektrolyten aufeinander einwirken, so entstehen
nisch wichtige Produkte, so unter bestimmten Bedingungen für
und Temperatur das als Bleichlauge verwendete Natriumhypo
anderen Bedingungen die für die Sprengstoff- und Zündwaren
nenden Chlorate und Perchlorate[1]).

Auch organische Präparate werden technisch auf elektroly
hergestellt, so das Jodoform durch Elektrolyse einer alkoholis
Natriumkarbonat versetzten Lösung von Jodkalium.

Von besonderem Interesse sind die durch elektrolytische
bzw. Sauerstoffentwickelung bewirkten Reduktions- und Oxyd
in solchen Fällen, bei welchen verschiedene Stufen der Einwirk
werden können. Vom Nitrobenzol sind mehrere Reduktionsst
deren letzte das Anilin ist. Wie Haber[2]) gezeigt hat, kann
daß man die Kathodenspannung und damit den Druck des
Wasserstoffs nicht über einen bestimmten Wert ansteigen läßt
tion auf einer bestimmten Stufe festhalten. Automatisch
Kathodenpotential regulieren, indem man Kathoden von versch
spannung benutzt: an Kathoden mit hoher Überspannung, wie Zi
silber, findet die Reduktion des Nitrobenzols quantitativ bis zu
während am Platin die Reduktion auf einer früheren Stufe ste

Andererseits haben sich Substanzen, deren Reduktion Sc
machte, durch Benutzung der Überspannung des Wasserstoffs, z.
silberkathoden, glatt reduzieren lassen[3]).

Neben den auf die Überspannung zurückzuführenden W
Elektrodenmaterials haben sich andere spezifische Einflüsse
Natur für verschiedene Metalle feststellen lassen. Durch Verw
bestimmten Elektrodenmaterials können Reaktionen in besti
gelenkt werden, die bei anderem Elektrodenmaterial in ande

Dieser „passive" Zustand ist zuerst am
von Schönbein untersucht worden. Eisen
säure oder Salpetersäure leicht löslich ist,
wenn man es darin kurze Zeit zur Anode
Zustand auch ohne Strom herbeiführen,
trierte Salpetersäure bringt oder zum Gl
passiven Eisenanode läßt sich quantitativ
am Platin. Eine kurzdauernde kathodisch
Zustand sofort wieder her; dasselbe wird e
stoffstrome. Ähnlich verhalten sich Koba
Für jedes Metall ist eine Temperatur auff
nicht mehr eintritt.

Während hier die Passivität sich in
offenbart, erkannte Hittorf[2]) am Chrom
Passivität. Dieses Metall kann gerade wie
wertige Ionen bilden und zeigt dann auch e
Wird aber Chrom anodisch polarisiert,
die Bildung zweiwertiger Ionen auf. W
nügender Steigerung des Anodenpotentials
einsetzt, geht Chrom dann in veränderter F
wertiges Chromion, das in Lösung Chroms
solchen passiven Chromelektrode entspricht
d. h. sie ist ebenso edel geworden wie Plat
riden verhindert im allgemeinen den Eintri

Die viel diskutierte Erscheinung der
Deutungsversuchen geführt:

a) Die Oxydtheorie, welche auf Farad
der Passivität eine Oxydschicht an, deren
grenze liegt und der eine metallische Leitfä
diese Annahme spricht es, daß Oxydationsv

d) Ohne auf den Mechanismus der Passivität einzugehen, r
sie den Phänomenen der Reaktionsgeschwindigkeit an, indem
vität als einen Zustand verminderter Bildungsgeschwindigk
ionen auffaßt. Unbekannt aber bleibt die Ursache, welche
katalytische Wirkung ausübt.

Die größte Wahrscheinlichkeit dürfte eine erweiterte Oxy
haben, welche annimmt, daß auf dem passiven Metall auße
auch andere unlösliche Verbindungen in dünnster Schich
können. So hat sich z. B. beim Gold gezeigt, daß es als An
cyanid sehr leicht, in Kaliumcyanid nur schwer passiv wir
der Tatsache, daß das auf der Anode sich bildende Natriumgo
das Kaliumgoldcyanid leicht loslich ist[2]).

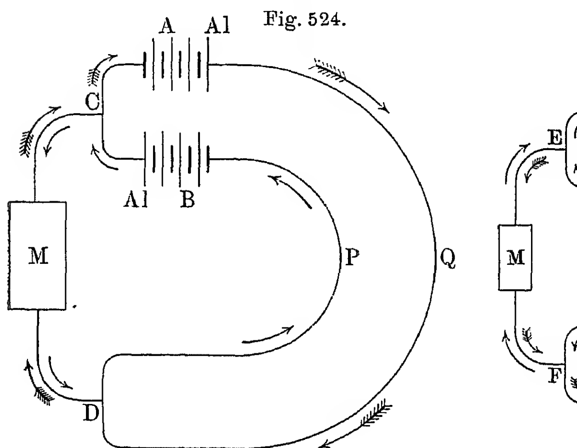
Daß auch die hartnackig festgehaltene Unangreifbarkeit
Anode sich den Passivitätserscheinungen anreiht, zeigt sich
sie durch kurzdauernde kathodische Polarisation aufgehobe
gules[3]) gelang es, Platin, das als Gleichstromanode unveränd
abwechselnde und ungleichmäßige kathodische und anodis
wenigstens in geringer Menge aufzulösen. Ruer[4]) zeigte,
einen Gleichstrom und gleichzeitig einen seine Richtung ra
Strom benutzt, das Platin dort, wo es Anode des Gleichstrom
geht. Die Auffassung, daß sich an der Platinanode eine O
die durch den kathodischen Stoß des Wechselstroms zum Te
und in Lösung geht, wird dadurch erwiesen, daß man die
kung statt durch einen Gleichstrom, durch ein hinzugeset
mittel, z. B. Chromsäure, erzielen kann.

Die besprochenen Fälle der Passivität handeln von leit
an welchen bei Steigerung des Potentials bis zu demjenigen
die Gasentwickelung einsetzt. In anderen Fällen bildet sic
eine Schicht von so schlechter Leitfähigkeit, daß sie den S
und erst bei einer sehr erheblichen Steigerung des Potenti
werden kann. Dieses Verhalten wurde von Beetz am Alumin

troffen werden. Wahrscheinlich entsteht zunächs
welches durch die Ionen des Elektrolyten und z
weitigen Erfahrungen — am leichtesten durch
das der Weinsäure oder Zitronensäure, ausgef
durch eine Art elektroosmotischer Wirkung (
Paragraphen) an die Anode gepreßt.

Der weitere Stromdurchgang durch eine sc
solange die Elektrode mit der schlecht leitend
sie zur Kathode gemacht, so geht der Strom hi
beständig wechselnder Strom würde also bis zu
Spannungen durch eine Zelle mit einer Aluminiu
nur in der Richtung Durchgang finden, für we
ist. Durch Hintereinanderschaltung mehrerer
den Stromdurchgang in der einen Richtung bi

Fig. 524.




verhindern. Grätz[1]) hat gezeigt, daß

sungsmittel. Eine mechanische Wirkung, welche den gesar
eiter Klasse in Bewegung setzt, läßt sich auf Grund der folgende
raussagen.

Bei der Berührung zweier heterogener Stoffe bildet sich an
che eine elektrische Ladung – eine elektrische Doppelschicht –
sitiver Teil in den einen, und deren negativer Teil in den
lt, so auch bei Glas und Wasser; das Glas lädt sich dabei
asser positiv. Führt man
die Anordnung der Fig. 526
tindrähte als Elektroden in
s Wasser ein, so würde
dem Glas anliegende posi-
e Randschicht von der nega-
en Elektrode angezogen
rden. Eine Bewegung dieser
hicht kann aber nicht wahr-

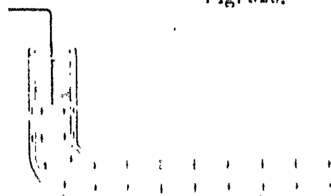
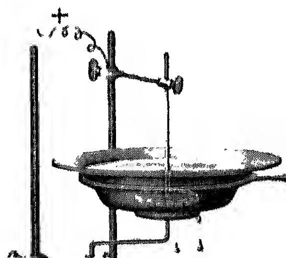


Fig. 526.

ommen werden, da ja in der von Ladungen freien Mitt
asser zurückfließt, als am Rande hinwandert. Macht man
hr so eng, daß die mittlere Schicht von der Randschicht du
tgezogen wird, so muß eine Bewegung der Flüssigkeit als
ten: In Kapillarröhren findet eine Bewegung des Wassers als

Das Phänomen, welches
rst von Reuss 1807 be-
rieben wurde, ist leicht
nonstrierbar, indem man in
Biegung eines U-Rohres
atte stopft, es etwa zu halber
he mit destilliertem Wasser
lt und in die Schenkel mit
· Lichtleitung verbundene
tindrähte einführt. Durch

Fig. 527.



phorese" bezeichnet. Ihre Gesetzmäßigkeiten
gestellt worden. Zur Messung der übergef
sich des Apparates Fig. 528.

Auf eine Tonzelle ist oben eine tubulie
Öffnung ein Rohr *d* mit seitlichem Ausfluß
der Tonzelle steht ein Kupfer- oder Platinb
luftdicht in die Wand der Glasglocke ein
Stromquelle führt. Außerhalb der Tonzelle
das Ganze steht in dem Glaszylinder *h*. D
mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefü

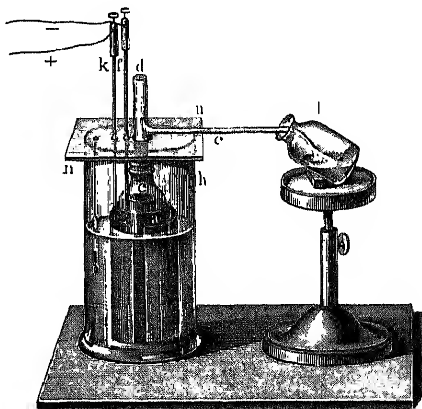
1. Bei derselben Flüssigkeit ist die

Menge *m* proportional der Stromstärke $J$; 

bestimmte Flüssigkeit konstant: $m = cJ$.

2a. Vermindert man die Oberfläche d
teilweise mit Wachs bedeckt, so muß, da

Fig. 528.

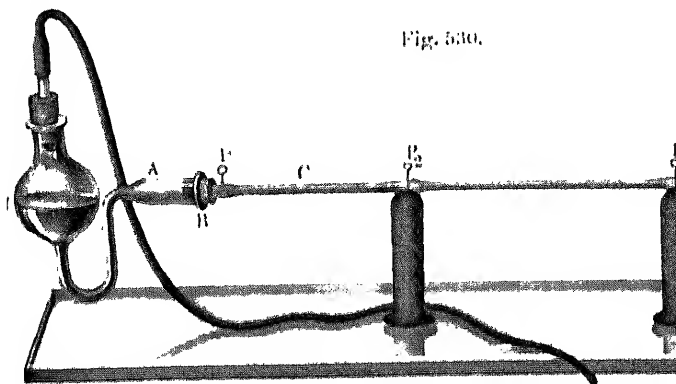


eändert. Wiedemann machte die Versuche von der innere
bhängig, indem er an seinen Apparat das Rohr $d$ verschloß
n die Stelle des Ausflußgefäßes ein Manometer $m$ brachte. In
tromdurchgang das Quecksilber so hoch, bis sein Druck di
mportreibenden Kraft der Kataphorese gerade kompensierte.

Die Versuche mit dieser Anordnung ergaben, daß für
nd dieselbe Flüssigkeit der im Manometer erreichte Druck
er elektromotorischen Kraft $e$ ist: $p = c_1 e$; $c$ soll hier in all
inen Proportionalitätsfaktor bezeichnen.

Dieses Ergebnis steht im Einklang mit dem vorher erha
Denn wird eine Flüssigkeit bei konstantem Druck $p$ durch Kapi
o ist die ausfließende Menge direkt proportional der Anzahl
bei Tondiaphragmen also proportional der Oberfläche $o$ —
roportional der Länge der Kapillaren, also der Dicke $d$ der
s ist $m = c_2 \cdot \frac{p \cdot o}{d}$. Da nun $m$ auch proportional $J$ war,
roportional $J$ oder $p = c_3 \frac{J \cdot d}{o}$. Es ist aber $\frac{d}{o}$ bei gleich

Fig. 530.



Skala bei $D$ geblasen werden. Beim Anlegen
an zwei von den Platindrähten tritt eine klei
lesung meßbare Verschiebung des Flüssigkeit
dem Steigungswinkel der Kapillare sich erg
Übereinstimmend mit den bei Diaphragmen
war auch hier die Steighöhe $p$ proportional de
proportional der Länge der Kapillare $d$ (entspr
Ein neues Moment für die Untersuchung gab
die Steighöhe fand sich dem Quadrat des Ra
proportional. Daß die Angriffsfläche für die bew
unseren obigen Ausführungen, ausschließlich d
hervor, daß mit Vergrößerung dieser Wandsc
Glasstabes in die weiteren Kapillaren die Steighö

Mit Änderung der Natur der sich berüh
Kapillarwand, ändert sich nicht nur die Steigh
Sinn der Kataphorese, indem die Flüssigkeit sich
Anode wandert, wobei im übrigen die gefunde
übergeführte Menge und die Steighöhe erhalt
über den Sinn der Ladung bei der Berührung
erlaubt die S. 133 erwähnte Regel von Coehr
Dielektrizitätskonstante sich positiv laden be
niederer Dielektrizitätskonstante. So lädt sic
konstante 2,2) bei Berührung mit Glas (5 bi
und wandert zur Anode, bei Berührung mit
und wandert zur Kathode.

Wanderung von suspendierten Te
nicht die Flüssigkeit in Kapillaren, sondern
der Flüssigkeit beweglich, so wandert dieser in
Flüssigkeit. So wandert fein gepulverter To
Anode, Schwefelpulver ebenso, Tonpulver in T
Schwefelpulver in Terpentin zur Anode.

ıhragma hindurchgepreßt, so läßt sich an Elektroden, die di des Diaphragmas angebracht sind und die mit einem emp ›meter oder einem Elektrometer verbunden sind, die En römungsstromes" nachweisen. Seine Gesetzmäßigkeit bei der Kataphorese gefundenen: Die elektromotorische hragmen ist unabhängig von deren Größe und Dicke wie hfließenden Menge Flüssigkeit und ist nur proportio andten Druck. Bei einzelnen Kapillarröhren zeigte s .uß der Röhrenweite: Für gleiche mittlere Geschwindigk nenden Flüssigkeit ist die entstehende elektromotorische K ortional dem Radius [1]).

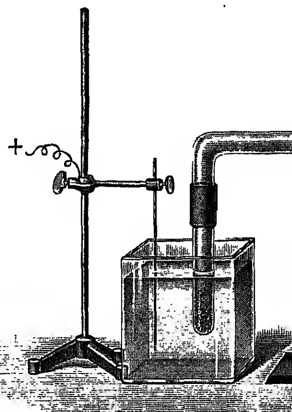
Die Theorie der Kataphorese und der Strömungsströme oben entwickelten Anschauung von Quincke von v. noluchowski[3]) und Lamb[4]) entwickelt worden. Die erzugebenden Ausführungen unterscheiden sich dadurch, ın Forscher ein Festhaften der äußersten Flüssigkeits d annehmen, während Lamb ein direktes Gleiten der F feste Material voraussetzt.

'Technische Anwendung hat die Kataphorese bei der Gerl n mit ihrer Hilfe die Gerbflüssigkeit durch die Poren der . Von Graf Schwerin[5]) ist ein Verfahren angegeben w entwässerung auf elektroosmotischem Wege durchzuführen Prinzip des Verfahrens, wenn man einen Holzrahmen, de s Messingdrahtnetz bildet, mit feingemahlenem Torf füll lliertem Wasser angefeuchtet wird. Man legt eine Sc uf. Macht man diese zur Anode und das Drahtnetz zu tleitung, so tropft das Wasser durch das Drahtnetz.

Elektrostenolyse. Das von Braun[6]) entdeckte, al bezeichnete Phänomen der Metallabscheidung in engen K Coehn[7]) gezeigt hat, in engem Zusammenhange mit de Ersch ung ist durch Projektion leicht demonstrierbar

Die Deutung des Phänomens ist darin z
Kataphorese erkannt haben, in den Kapillare
ist. Sie übt eine Anziehung auf die positiv
sung aus. Würden diese sich aber abscheide
lichen Umständen dennoch nicht zu einer sich
schiede sich z. B. aus Kupfersulfat an der K
Kupfer aus, so würde dieses Kupfer sofort
an seinem anodischen Ende um ebensoviel a

Fig. 531.




Ende zunehmen, im ganzen also nicht wachs
muß stattfinden, wenn die kathodische Zun
erfolgt. Das trifft zu:

a) Wenn das negative Radikal das abge
wie bei Platinsalzen.

b) Im Falle der Bildung von unlöslich

ist zu erwarten, daß im allgemeinen der anodische Stroms dischen Stromstoß bewirkten Effekt rückgängig macht: I Kupfersulfat zeigen bei Durchgang von Wechselstrom kei

Verwendet man aber, wie es Le Blanc[1]) tat, K Natriumsulfat, so geht an der anodisch polarisierten Ele $\overset{++}{Cu}$ in Lösung. Befindet es sich beim Eintreffen des ka stoßes noch in nächster Nähe der Elektrode, so wird es w und der Gesamteffekt beider Stromstöße ist Null. Das ist Stromwechsel zu erwarten. Ist dagegen bei Eintreffen Stromstoßes das $\overset{++}{Cu}$ bereits aus der Nähe der Elektrode f durch den Strom fortgeführt, so wird es nicht wieder abg statt seiner wird ein anderes in der Nähe befindliches Ion Bei langsamem Stromwechsel geht Kupfer in Lösung.

Eine bezüglich der Summe der anodischen Stromstö tative Auflösung ist in solchen Fällen zu erwarten, in wel Lösung die Metallabscheidung verhindert. Kupfer in Cy ein sehr stark komplexes Salz (vgl. den Versuch S. 576). Lösungen dieser Art wird das Metall durch Gleichstrom Man hat also zu erwarten, daß Kupferelektroden in Cy Wechselstrom stark gelöst werden. Le Blanc fand, da auch noch fast quantitativ erfolgt bei Wechselzahlen (10 bei welchen in nicht komplexen Salzen schon keine Auflö Bei Steigerung der Wechselzahl auf immer höhere Wert eine immer geringere und schließlich nahezu ein Aufhö statt. Die Deutung dieser Tatsache scheint einen Einbli nismus der Komplexbildung zu eröffnen.

Die Versuche, welche Caspari[2]) mit Gleichstrom übe potential des Silbers aus verschiedenen Lösungen angest ergeben, daß nach Überschreitung des Zersetzungspunkte

Unabhängig aber in Übereinstimmung
Ergebnisse. Aus dem komplexen Kaliuml
Kupferkonzentration) kathodisch kein Kupfe
den anodischen Stromstoß Kupfer gelöst, so
Stromstoß unreduzierbar, sobald es in den
Diese Komplexbildung aber erfordert Zeit.
vor Ablauf dieser geforderten Zeit ein, so wi
und der Effekt des anodischen Stromstoßes i
suchen konnte Le Blanc schließen, daß na
bildung noch nicht meßbar, nach $^1/_{1000}$ Minu

Bei Gleichstrom macht sich, wie A. I
liche Dissoziationsgeschwindigkeit komplexe
im Gebiete des Reststromes, also bei Spannu
punktes (vgl. S. 602) geltend: Die Stromst
geringer, je kleiner die Dissoziationsgeschw
In dem Studium des Reststromes zeigt sich
der absoluten Geschwindigkeit der Dissoziati

[1]) Zeitschr. f. physik. Chem. 64, 562 (1908